

SÉRIE A, N° 2036

N° D'ORDRE :

2903

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE HERRENG

Ancien élève de l'École Normale Supérieure,
Agréé de l'Université

1^{re} THÈSE. — SUR LE FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X
SOU MIS A DES IMPULSIONS DE TENSION. APPLI-
CATION A LA MESURE DE LA MOBILITÉ DES
ÉLECTRONS DANS LES GAZ ET DE L'AFFINITÉ DE
CEUX-CI POUR LES ÉLECTRONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le **1943** devant la Commission d'examen.

MM. G. BRUHAT.....	<i>Président.</i>
E. DARMOIS.....	{ <i>Examineurs.</i>
Y. ROCARD.....	

MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1943

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Nom du Candidat : **HERRENG.**

Prénom : **Pierre.**

Date de la soutenance : 1943

Numéro d'ordre : 2903.

HERRENG (Pierre). — Sur le fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions de tension. Application à la mesure de la mobilité des électrons dans les gaz et de l'affinité de ceux-ci pour les électrons. — *Paris, Masson, 1943, in-8°, 89 p.*

Th. Sc. ph. Paris, 1943, N° 2903.

HERRENG (Pierre). — Sur le fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions de tension. Application à la mesure de la mobilité des électrons dans les gaz et de l'affinité de ceux-ci pour les électrons. — *Paris, Masson, 1943, in-8°, 89 p.*

Th. Sc. ph. Paris, 1943, N° 2903.

HERRENG (Pierre). — Sur le fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions de tension. Application à la mesure de la mobilité des électrons dans les gaz et de l'affinité de ceux-ci pour les électrons. — *Paris, Masson, 1943, in-8°, 89 p.*

Th. Sc. ph. Paris, 1943, N° 2903.

HERRENG (Pierre). — Sur le fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions de tension. Application à la mesure de la mobilité des électrons dans les gaz et de l'affinité de ceux-ci pour les électrons. — *Paris, Masson, 1943, in-8°, 89 p.*

Th. Sc. ph. Paris, 1943, N° 2903.

SÉRIE A, N° 2036

N° D'ORDRE :

2903

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE HERRENG

Ancien élève de l'École Normale Supérieure,
Agrégré de l'Université

1^{re} THÈSE. — SUR LE FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X
SOU MIS A DES IMPULSIONS DE TENSION. APPLI-
CATION A LA MESURE DE LA MOBILITÉ DES
ÉLECTRONS DANS LES GAZ ET DE L'AFFINITÉ DE
CEUX-CI POUR LES ÉLECTRONS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le

1943 devant la Commission d'examen.

MM. G. BRUHAT..... *Président.*

E. DARMOIS.....

Y. ROCARD..... } *Examineurs.*

MASSON ET C^{IE}, ÉDITEURS

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN, PARIS, VI^e

1943

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

Doyens honoraires... { M. MOLLIARD.
C. MAURAIN.

Doyen P. MONTEL, *Professeur, Théorie des Fonctions.*

Professeurs honoraires.	{	LÉON BRILLOUIN.	G. BERTRAND.	CAULLERY.
		AUGER.	Ch. FABRY.	E. CARTAN.
		DANGEARD.	LÉON BERTRAND.	E. BOREL.
		LESPIEAU.	WINTREBERT.	A. COTTON.
		VESSIOT.	DUBOSCO.	J. DRACH.
		PORTIER.	BOHN.	M. GUICHARD.
		LAPICQUE.	RABAUD.	LABROUSTE.

PROFESSEURS

Charles PÉREZ. † Zoologie. L. BLARINGHEM † Botanique. G. JULIA. † Analyse supérieure et Algèbre supérieure. C. MAUGUIN. † Minéralogie. A. DENJOY. † Géométrie supérieure. L. LUTAUD. † Géographie physique et Géologie dynamique. G. BRUHAT. † Physique E. DARMOIS. † Enseignement de Physique. A. DEBIERNE. † Physique générale et Radioactivité. L. DUNOYER. † Chimie-Physique. M. JAVILLIER. † Chimie biologique. Henri VILLAT. † Mécanique des fluides et applications. Ch. JACOB. † Géologie. P. PASCAL. † Chimie générale. M. FRÉCHET. † Calcul des probabilités et Physique mathématique. E. ESCLANGON. † Astronomie. H. BEGHIN. † Mécanique physique et expérimentale. FOCH † Mécanique expérimentale des fluides. PAUTHENIER. † Electrotechnique générale. De BROGLIE. † Théories physiques. CHRETIEN. † Optique appliquée. PRENANT. † Anatomie et Histologie comparées. VILLEY. Mécanique physique et expérimentale. COMBES. † Physiologie végétale. GARNIER. † Application de l'analyse à la géométrie. PÈRES. † Mécanique rationnelle. HACKSPILL. † Chimie minérale. TOUSSAINT. Technique aéronautique M. CURIE. Physique (P. C. B.).	G. RIBAUD. † Hautes températures. CHAZY. † Mécanique analytique. GAULT. † Chimie (P. C. B.). CROZE. † Physique théorique et Physique céleste. DUPONT. † Théories chimiques. VALIRON. † Calcul différentiel et intégral. BARRABÉ. Géologie structurale et géologie appliquée. MILLOT. Biologie animale (P. C. B.). F. PERRIN. Théories physiques. VAVON. † Analyse et mesures chimiques. G. DARMOIS. † Mathématiques générales. CHATTON. † Biologie maritime. AUBEL. Chimie biologique. Jacques BOURCART. Géographie physique et Géologie dynamique. M^{me} JOLIO-CURIE. Physique générale et Radioactivité. PLANTEFOL. Biologie végétale (P. C. B.). CABANNES. † Recherches physiques. GRASSE. † Zoologie. Évolution des êtres organisés. PRÉVOST. Chimie organique. BOULIGAND. Mathématiques. CHAUDRON. Chimie (P. C. B.). WYART. Minéralogie. TEISSIER. Zoologie. MANGENOT. Biologie végétale (P. C. B.). P. AUGER. Physique. MONNIER. Physiologie générale. PIVETEAU. Géologie. ROCARD. Physique. H. CARTAN. Calcul différentiel. SCHAEFFER. † Physiologie générale. LAFFITTE. Chimie (P. C. B.).
--	---

Secrétaire. A. PACAUD.
Secrétaire honoraire. D. TOMBECK



A LA MÉMOIRE DE MON PÈRE

A Monsieur GEORGES BRUHAT

*Très respectueux hommage.
Profonde reconnaissance.*

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
<i>Introduction</i>	I

I

FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X EN IMPULSIONS

<i>Chapitre premier.</i> — ETUDE THÉORIQUE DU FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X EN IMPULSIONS.	5
<i>Chapitre II.</i> — RÉALISATION DU MONTAGE EN IMPULSIONS	15
<i>Chapitre III.</i> — ACTION DES IMPULSIONS DE RAYONS X SUR LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE.	21

II

APPLICATION DES IMPULSIONS DE RAYONS X A LA MESURE DE LA MOBILITÉ DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ

<i>Chapitre IV.</i> — LE PRINCIPE DE LA MÉTHODE	24
<i>Chapitre V.</i> — ETUDE THÉORIQUE DU COURANT DANS LA CHAMBRE A IONISATION	29
<i>Chapitre VI.</i> — AMPLIFICATEUR ET BASE DE TEMPS.	38
<i>Chapitre VII.</i> — PURIFICATION DES GAZ ET REMPLISSAGE DES CHAMBRES A IONISATION.	45
<i>Chapitre VIII.</i> — MONTAGE D'ENSEMBLE ET MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE DE MESURE.	51
<i>Chapitre IX.</i> — ETUDE THÉORIQUE DE LA MOBILITÉ DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ.	55
<i>Chapitre X.</i> — RÉSULTATS DES MESURES DE VITESSE DE TRANSIT	65
COMPARAISON AVEC LES RÉSULTATS D'AUTRES EXPÉRIMENTATEURS	68
COMPARAISON DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX AVEC LA THÉORIE	71

III

MESURE DE L'AFFINITÉ DES MOLÉCULES GAZEUSES POUR LES ÉLECTRONS

<i>Chapitre XI.</i> — PROBABILITÉ DE FIXATION DES ÉLECTRONS SUR LES MOLÉCULES D'UN GAZ	79
CONCLUSION.	87

SUR LE FONCTIONNEMENT
D'UN TUBE A RAYONS X SOUMIS
A DES IMPULSIONS DE TENSION
APPLICATION A LA MESURE DE LA MOBILITÉ
DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ
ET DE L'AFFINITÉ DE CEUX-CI POUR LES ÉLECTRONS

PAR

PIERRE HERRENG

INTRODUCTION

Dans tous les systèmes qui transforment de l'énergie purement électrique en une autre forme d'énergie (magnétique, électro-magnétique, rayonnante, etc.) la puissance que l'on peut fournir à un appareil donné est limitée par le fait qu'une partie, parfois très importante, de cette puissance est transformée en chaleur (effet Joule dans les conducteurs ; échauffement de l'anode des tubes à vide et des tubes à rayons X par bombardement électronique). Si cette chaleur n'est pas éliminée au fur et à mesure de sa production, l'appareil est rapidement détérioré. Toutefois, si on fournit à l'appareil une puissance considérable mais pendant un temps très court, la chaleur dégagée, si elle ne produit pas d'effets catastrophiques pendant le fonctionnement, peut être évacuée à loisir pendant la période de repos qui suit l'impulsion. On peut ainsi faire supporter au système une puissance instantanée beaucoup plus grande que celle qui serait admissible en fonctionnement continu. On peut citer comme applications de ce qui précède la production de champs magnétiques intenses par Kapitza, la réalisation par Oosterkamp, Slack et Ehrke ⁽¹⁾ de radiographies à durée d'exposition n'excédant pas quelques micro-secondes. Dans ces expériences on se borne généralement à faire subir à l'appareil une impulsion unique et il n'est pas toujours facile de mesurer ou d'enregistrer les effets très fugitifs obtenus. L'exploitation d'un montage à

⁽¹⁾ W. J. OOSTERKAMP. *Rev. Tech. Philips*, 5 (1940), 22 ; SLACK et EHRKE. *Jour. of Appl. Phys.*, 12 (1941), 165.

impulsions est beaucoup plus aisée si l'on répète celles-ci avec une fréquence bien déterminée calculée de façon à laisser à la chaleur dégagée par une impulsion le temps d'être évacuée pendant le reste de la période. Cela revient à condenser en quelque sorte la puissance que peut supporter l'appareil en une suite d'impulsions très brèves séparées par des intervalles de repos relativement très longs. J'ai ainsi réalisé, en 1940, en collaboration avec MM. G. Goudet et G. Nief ⁽¹⁾ un oscillateur H. F. fournissant sur une longueur d'onde de 1,94 m., une puissance oscillante de crête de l'ordre de 10 kilowatts, avec deux tubes donnant, en fonctionnement continu, 60 watts H. F. sur la même longueur d'onde. Ce montage nous a permis d'obtenir commodément, dans des tubes sans électrodes contenant des gaz raréfiés, des décharges annulaires très brillantes du type « induites » excitées par des ondes électro-magnétiques entretenues de longueur d'onde inférieure à 2 m.

Dans la première partie de ce travail, je me suis proposé d'étudier systématiquement les conditions de fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions périodiques de tension. J'ai déterminé, pour une impulsion de durée donnée, la charge maximum admissible au foyer du tube pendant l'impulsion et étudié expérimentalement la tension maximum que le tube (du type Coolidge) peut supporter sans être le siège d'une décharge lumineuse. La durée des impulsions détermine la charge et la tension maximum admissibles et par suite le courant de saturation. On en déduit les caractéristiques à donner au filament et la puissance de chauffage nécessaire.

En dehors des applications dont je parlerai plus loin, le montage en impulsions présente certains avantages pratiques sur le montage en fonctionnement continu :

1° Il permet l'emploi d'un système multiplicateur de tension constitué par un certain nombre de condensateurs chargés en parallèle à travers des résistances puis déchargés en série dans le tube à rayons X par l'intermédiaire d'éclateurs. La tension continue nécessaire n'est ainsi qu'une fraction de la tension de crête appliquée au tube.

2° Avec des impulsions très courtes, on peut augmenter notablement la tension que le tube est susceptible de supporter sans être le siège d'une décharge. Il est donc possible de faire travailler les tubes commerciaux à une tension de crête nettement supérieure à la tension maximum prévue par le constructeur.

3° A puissance moyenne égale, des temps de pose du même ordre de grandeur sont nécessaires pour une même radiographie ou l'enregistrement d'un même diagramme de diffraction, soit en régime continu, soit en impulsions. Le montage en impulsions permettrait donc, sans augmentation du temps de pose, de faire une « radiostroboscopie » d'un système tournant ou un diagramme de diffraction d'un échantillon animé d'un

(1) GOUDET, HERRENG et NIEF. *Comptes rendus*, 214 (1942), 62.

mouvement vibratoire périodique. La durée des « éclairs » de rayonnement X peut être réglée à volonté et rendue aussi courte qu'on le désire. D'autre part, la fréquence des impulsions peut être facilement synchronisée sur celle du phénomène périodique à étudier.

La seconde partie de ce travail constitue une application du montage à impulsions à la mesure de la mobilité des électrons qui prennent naissance lors de l'ionisation des gaz par les rayons X. Pour certains gaz (Gaz rares, Azote, très soigneusement purifiés) les ions négatifs sont exclusivement des électrons de très grande mobilité. Si on envoie, dans une chambre à ionisation contenant un tel gaz, un pinceau très étroit de rayons X se propageant parallèlement aux électrodes de la chambre, les électrons produits par une impulsion de rayonnement mettent un certain temps à atteindre l'anode collectrice. On mesure ce temps en étudiant à l'oscillographe cathodique, après amplification, l'allure de la tension engendrée par le courant d'ionisation aux bornes d'une résistance intercalée dans le circuit de la chambre. Le balayage de l'oscillographe s'effectue à une fréquence égale à celle des impulsions et son déclenchement coïncide rigoureusement avec l'impulsion sur le tube. La mesure de la vitesse des électrons est ainsi particulièrement directe, puisqu'elle se ramène à celle du temps qui leur est nécessaire pour parcourir un trajet bien déterminé. Cette méthode se rapproche de celle utilisée par M. Langevin ⁽¹⁾, pour des ions de dimensions atomiques, en ce qu'elle consiste dans l'étude de l'effet, sur une chambre à ionisation, d'un « éclair » de rayonnement X.

La vitesse de transit des électrons apparaît comme une fonction du rapport de l'intensité du champ électrique régnant dans la chambre à la pression du gaz. J'indiquerai, au chapitre X, les résultats que j'ai obtenus dans cette voie. On peut essayer d'interpréter théoriquement l'allure des variations de cette fonction. Il est nécessaire de tenir compte de la variation du libre parcours moyen des électrons en fonction de leur énergie, en adoptant les valeurs du libre parcours moyen mesurées directement par Ramsauer, Normand et autres expérimentateurs. Pour des électrons de grande énergie, il faut en outre cesser de considérer les chocs entre électrons et atomes comme parfaitement élastiques. Les chocs inélastiques ont pour effet d'augmenter la valeur moyenne de la fraction de son énergie perdue par un électron à chaque choc, ce qui provoque une augmentation anormale de la mobilité.

Le dispositif de mesure des mobilités d'électrons s'applique sans aucune modification à la détermination de l'affinité des gaz pour les électrons. Dans la plupart des gaz, les électrons ne restent pas à l'état libre, mais se fixent sur des molécules neutres. Toutefois il n'y a qu'un très petit nombre de chocs entre électron et molécule qui soient suivis de fixation de l'électron. On peut ainsi définir une probabilité de fixation qui

(¹) P. LANGEVIN. *Annales de Chimie et de Physique*, 28 (1903), 495.

est l'inverse du nombre moyen de chocs que doit subir l'électron avant sa combinaison avec une molécule neutre. Si dans une chambre contenant de l'argon, on introduit une petite quantité d'un gaz ayant une certaine affinité pour les électrons (de l'oxygène, par exemple) le nuage d'électrons produit par une impulsion s'appauvrit au cours de son déplacement vers l'anode. Cet appauvrissement se traduit directement sur l'enregistrement oscillographique et l'examen de cet enregistrement indique la loi de décroissance du nombre d'électrons libres et permet de mesurer la probabilité de fixation. De telles mesures, relatives à l'oxygène, constituent la troisième partie de ce travail. On trouve que la probabilité de fixation des électrons sur les molécules d'oxygène dépend beaucoup, comme leur mobilité, de l'énergie moyenne des électrons.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. Je suis heureux d'exprimer ici ma reconnaissance à M. Georges Bruhat, Directeur du Laboratoire, pour les précieux conseils qu'il m'a donnés et l'intérêt avec lequel il a suivi le développement de mon travail. Je remercie également mes collègues et tout le personnel du Laboratoire pour leur concours dévoué. Je dois une gratitude particulière à M. André Guinier pour ses conseils éclairés.

FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X EN IMPULSIONS

CHAPITRE PREMIER

ÉTUDE THÉORIQUE DU FONCTIONNEMENT D'UN TUBE A RAYONS X EN IMPULSIONS

1° SCHÉMA DE MONTAGE (1). — Pour l'intelligence de ce qui va suivre, j'indiquerai d'abord le schéma du montage, me réservant de revenir plus loin sur les détails de réalisation.

Une source de haute tension continue (de 0 à 50 kilovolts) charge deux condensateurs identiques C_1 et C_2 (fig. 1) à travers les résistances R_1 , R_2 et R_3 . Les condensateurs

ainsi chargés en parallèle à la même tension V_0 sont ensuite déchargés en série à travers le tube T, par l'intermédiaire des éclateurs E_1 et E_2 . La distance des électrodes des éclateurs est réglée de façon que la tension de

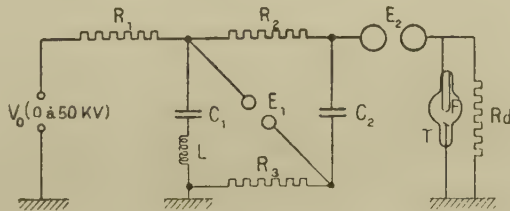


FIG. 1.

charge V_0 soit légèrement insuffisante pour qu'une étincelle éclate en E_1 ou en E_2 . La décharge est déclenchée par une impulsion de quelques milliers de volts produite aux bornes de la self L par un générateur d'impulsions auxiliaire qui sera décrit plus loin. La résistance R_d , en dérivation aux bornes du tube, permet de régler commodément la durée des impulsions. Les résistances R_1 , R_2 et R_3 sont choisies assez petites pour que la charge

(1) P. HERRENG. *Comptes Rendus*, **214** (1942), 421.

soit totale dans l'intervalle de deux impulsions, et assez grandes pour que C_1 et C_2 se déchargent dans le tube et non pas respectivement dans R_3 et R_2 .

On voit qu'au moment où la décharge s'amorce le filament F du tube se trouve porté, par rapport à la masse, à la tension $-2V_0$. On réalise ainsi très simplement un montage doubleur de tension. Il serait possible, le cas échéant, de multiplier les étages. Je ne l'ai pas fait, disposant d'une source de 50 kilovolts et n'ayant jamais eu à appliquer à mon tube des tensions de crête dépassant 100 kilovolts.

2° CHARGE MAXIMUM ADMISSIBLE AU FOYER DU TUBE. — La puissance transportée par le faisceau d'électrons qui traverse le tube se trouve, en très grande partie, transformée en chaleur sur l'anode du tube. La puissance fournie par unité de surface de la tache focale, que j'appellerai charge spécifique et que je désignerai par W , est évidemment limitée par l'élévation maximum admissible T_m de la température du métal constituant l'anode.

Avant que la température de l'anode atteigne le point de fusion du métal, il se produit une évaporation importante du métal du foyer (0,02 mg. par centimètre carré et par seconde pour le tungstène à 3000° C.) par suite de laquelle celui-ci devient plus ou moins rugueux au bout d'un

certain temps de fonctionnement continu. C'est ainsi que, pour les tubes scellés à anticathode de cuivre, les constructeurs indiquent 300° C. comme valeur maximum admissible de la température focale. Dans le cas du fonctionnement en impulsions, le temps de charge n'étant qu'une fraction très faible du temps total de service, on peut se rapprocher beaucoup plus de la température de fusion du métal.

On peut établir une relation simple entre la charge maximum admissible W_m et l'élévation de température admissible T_m , en faisant les hypothèses suivantes ⁽¹⁾ : la tache focale a

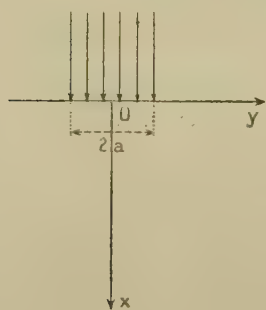


FIG. 2.

la forme d'un rectangle dont la longueur est très grande devant la largeur $2a$. Elle reçoit normalement un faisceau homogène d'électrons qui dissipent uniformément Q calories par unité de temps et par unité de surface du foyer. Sur la figure 2, l'origine des coordonnées O est prise au centre de la tache focale; l'axe Ox est perpendiculaire à la surface du métal et dirigé vers l'intérieur de celui-ci; l'axe Oy est parallèle à la largeur de la tache et l'axe Oz parallèle à sa longueur. Dans ces conditions, nous considérerons l'élévation de température T d'un point du métal comme une

⁽¹⁾ A. BOUWERS. *Zl. tech. Phys.*, 8 (1927), 271.

fonction de ses coordonnées x et y et du temps t , l'origine des temps étant prise au début de l'impulsion. L'équation de propagation de la chaleur dans le métal s'écrit alors :

$$(1.1) \quad \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{k}{c} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right)$$

où k est la conductibilité calorifique du métal, c sa chaleur spécifique par unité de volume. Les conditions aux limites sont évidemment (la fréquence des impulsions étant choisie de façon que la chaleur dégagée par une impulsion soit complètement éliminée quand se produit la suivante) :

$$\begin{aligned} T &= 0 \text{ pour } t \leq 0 \\ T &= 0 \text{ pour } y = \pm \infty \quad \text{et} \quad \text{pour } x = \infty. \\ \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} &= 0 \text{ pour } y < -a \text{ et } y > a. \quad t \geq 0. \\ \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} &= -\frac{Q}{k} \text{ pour } -a \leq y \leq a. \quad t \geq 0. \end{aligned}$$

Seeligers ⁽¹⁾ a montré que l'équation (1.1) admettait, avec ces conditions aux limites, la solution suivante :

$$(1.2) \quad T = \frac{Q}{2k\pi} \int_0^{\frac{4kt}{c}} \frac{e^{-x^2/\theta}}{\sqrt{\theta}} d\theta \int_{\frac{y-a}{\sqrt{\theta}}}^{\frac{y+a}{\sqrt{\theta}}} e^{-\xi^2} d\xi.$$

Dans le cas qui nous intéresse d'impulsions très courtes, n'excédant pas quelques micro-secondes, nous pouvons confondre, pour le centre de la tâche focale ($y = 0$), l'intégrale définie

$$\int_{\frac{y-a}{\sqrt{\theta}}}^{\frac{y+a}{\sqrt{\theta}}} e^{-\xi^2} d\xi \quad \text{avec} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \sqrt{\pi},$$

ce qui permet d'écrire la relation (1.2) sous la forme :

$$(1.3) \quad T = \frac{Q}{2k\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{4kt}{c}} \frac{e^{-x^2/\theta}}{\sqrt{\theta}} d\theta.$$

Si nous désignons par τ la durée de l'impulsion, l'élévation de température du centre du foyer ($x = y = 0$) sera, au temps τ :

$$(1.4) \quad T_0 = \frac{Q}{2k\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{4k\tau}{c}} \frac{d\theta}{\sqrt{\theta}} = \frac{2Q\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi \cdot k \cdot c}}.$$

(1) SEELIGER. *Phys. Ztschr.*, 27 (1926), 35.

Le centre du foyer étant évidemment le point le plus chaud de l'anode, en égalant T_0 à l'élévation maximum de température admissible T_m , on aura pour la charge spécifique maximum admissible :

$$(1.5) \quad W_m = J \cdot T_m \frac{\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\tau}}{2\sqrt{\tau}}.$$

On voit que, si on exploite toujours complètement la charge focale admissible, la quantité de rayonnement disponible à chaque impulsion, qui varie comme $W_m \tau$ ne décroît pas proportionnellement à τ comme on pourrait le croire à première vue, mais bien proportionnellement à $\sqrt{\tau}$ seulement.

Toutes mes expériences ont été faites avec une anode en cuivre, métal pour lequel on a :

$$k = 0,9 \text{ cal./cm. degré} \quad c = 1,0 \text{ cal./cm}^3 \cdot \text{degré}.$$

En prenant comme élévation maximum de température admissible $T_m = 1000^\circ \text{C}$ (point de fusion du cuivre : 1050°C environ), la relation (1.5) devient :

$$(1.6) \quad W_m = \frac{3500}{\sqrt{\tau}} \text{ watts/cm}^2.$$

3° DURÉE DES IMPULSIONS. — Dans ce qui précède, j'ai constamment parlé d'une durée de charge déterminée. Or, lorsque l'énergie fournie au tube provient de la décharge d'un condensateur, la tension aux bornes du

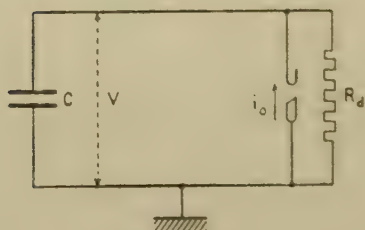


FIG. 3.

tube et la puissance instantanée diminuent avec le temps, et il convient de préciser ce qu'il faut entendre par durée de l'impulsion. Pour cela, examinons de plus près l'allure de la décharge, en raisonnant sur le montage équivalent de la figure 3. C est la capacité équivalente à l'ensemble de C_1 et C_2 (égale à la moitié de leur valeur commune); $2V_0$ est la tension aux bornes de C au début de la

décharge. Celle-ci comporte deux stades : tant que la tension V aux bornes de C est supérieure à la tension de saturation V_s , le courant dans le tube est constant et égal à i_0 ; V décroît en fonction du temps suivant la loi :

$$(1.7) \quad V = -R_d i_0 + (2V_0 + R_d i_0) e^{-t/CR_d}.$$

V atteint la valeur V_s au bout d'un temps t_1 égal à $CR_d \text{ Log } \left(\frac{2V_0 + R_d i_0}{V_s + R_d i_0} \right)$.

Pour $t > t_1$, on peut admettre que le courant dans le tube est proportionnel à V. Le tube se comporte comme une résistance φ .

L'intensité du rayonnement X, pendant ce second stade, variant sensiblement comme V^3 (Cf. chap. III) il est légitime d'admettre que l'émission de rayonnement est pratiquement terminée quand le tube cesse d'être saturé. D'autre part, le second stade de la décharge contribue peu à l'élévation de température du foyer et l'évacuation de la chaleur vers les couches profondes de l'anode s'effectue très rapidement en raison du gradient de température élevé. Il en résulte que la température du foyer ne doit plus s'élever de façon appréciable pour $t > t_1$. Pour toutes ces raisons, j'ai pris la durée τ de l'impulsion égale à t_1 , et j'ai admis que la puissance totale reçue par le foyer pendant l'impulsion pouvait être considérée comme égale au produit du courant de saturation i_0 par la tension moyenne pendant le premier stade de la décharge $\frac{2V_0 + V_1}{2} = 2V_1$, tension maximum applicable au tube, doit être considérée comme une fonction de la durée τ de l'impulsion. D'autre part, la tension de saturation V_1 est une fonction du courant i_0 . Si on la considère comme proportionnelle à i_0 ($V_s = \rho i_0$), la formule (1.6) s'écrit finalement :

$$(1.8) \quad W_m = \frac{[2V_0(\tau) + \rho i_0] i_0}{2S} = \frac{3500}{\sqrt{\tau}}.$$

Si, en vue d'une application déterminée, on se donne la durée τ des impulsions, on en déduit, comme nous allons le voir, la tension maximum admissible $2V_0$. La formule précédente permet alors de déterminer le courant de saturation i_0 nécessaire à la pleine utilisation de la charge admissible. La connaissance de i_0 fixe les caractéristiques de la cathode et la puissance de chauffage nécessaire. La constante ρ est déterminée expérimentalement de la façon suivante : on intercale entre l'anode du tube et la masse une résistance de quelques dizaines d'ohms et on mesure à l'oscillographe cathodique la tension de crête aux bornes de cette résistance. On en déduit le courant maximum débité par le tube au cours des impulsions. En augmentant progressivement la tension de crête, on détermine, pour un chauffage donné, la tension de saturation et le courant de saturation correspondant. On trouve ainsi $\rho = 15\,000$ ohms.

En ce qui concerne la surface S de la tache focale, comme, dans la plupart des applications, on recherche une grande brillance du foyer plutôt qu'un foyer étendu, il y a intérêt à la réduire au minimum. On réduit ainsi le courant de saturation nécessaire. On pourrait craindre qu'avec des intensités de crête de l'ordre de 50 à 100 fois le courant normal en fonctionnement continu, la répulsion mutuelle des électrons dans le faisceau ne produise un élargissement notable de la tache focale. En fait, l'expérience m'a montré, comme W. J. Oosterkamp l'avait déjà noté (1), que cet effet n'était pas appréciable. On cherche à réduire S au minimum par une disposition convenable de la cupule focalisatrice qui entoure la

(1) W. J. OOSTERKAMP. *Rev. Tech. Philips*, 5, 1940, p. 22.

cathode. La nécessité d'avoir une cathode de plus grandes dimensions qu'en fonctionnement continu ne permet pas d'avoir une tache focale aussi réduite que dans ce dernier cas. Néanmoins, j'ai réussi, avec une cathode donnant jusqu'à 3 ampères de courant de saturation, à avoir un foyer dont la surface n'excède pas 8 mm².

4° TENSION MAXIMUM ADMISSIBLE. — Dans toutes mes expériences, je réalise dans mon tube (tube démontable Beaudoin) un vide aussi bon que possible à l'aide d'un système de trois pompes : une pompe à palettes, une pompe Hollwecks et une pompe à condensation de vapeur d'huile. La pression résiduelle, mesurée à la jauge à ionisation, n'excède pas $3 \cdot 10^{-7}$ mm. de mercure. Dans ces conditions, il n'est pas possible de dépasser, en fonctionnement continu, une tension $V_c = 56$ kilovolts. Pour une tension supérieure, le tube est le siège d'une décharge. Par contre, en impulsions, la décharge ne s'allume que pour une tension sensiblement supérieure qui dépend de la durée des impulsions. Ce phénomène se rapproche de celui constaté par F. W. Peek ⁽¹⁾ dans des expériences de foudre artificielle. Peek a remarqué que, si on applique très brusquement une certaine tension entre les pointes d'un éclateur placé dans l'air à la pression atmosphérique, l'étincelle ne jaillit pas lorsque la tension minimum d'amorçage est atteinte, la tension augmentant jusqu'à une valeur supérieure. L'importance de cette augmentation croît avec la rapidité d'application de la tension. Tout se passe donc comme si la décharge mettait un certain temps à s'organiser. Peek interprète ses résultats expérimentaux en admettant qu'il est nécessaire de disposer d'une certaine quantité d'énergie et par conséquent d'un certain temps pour causer une décharge. Il obtient une vérification quantitative satisfaisante de sa théorie en écrivant que l'énergie dépensée pour l'ionisation du gaz pendant l'intervalle de temps dt est de la forme :

$$(1.9) \quad dE = k[V_{(t)} - V_c]^2 dt.$$

k étant une constante de proportionnalité, $V_{(t)}$ la tension à l'instant t et V_c la tension minimum d'éclatement.

Je me suis demandé si une hypothèse analogue ne rendrait pas compte des phénomènes observés avec mon tube à rayons X. J'admets donc que la formule (1.9) représente l'énergie élémentaire d'ionisation pendant l'impulsion, $V_{(t)}$ étant la tension instantanée sur le tube, V_c la tension d'allumage en fonctionnement continu (56 kilovolts). Je ferai le calcul dans le cas particulier simple où le tube n'est shunté par aucune résistance ($R_d \infty$). V varie au cours du premier stade de l'impulsion suivant la loi :

$$(1.10) \quad V = \frac{-i_0 t}{C} + 2V_0.$$

⁽¹⁾ F. W. PEEK. *Congrès International d'Electricité*, Paris, 1932, vol. VI, 4^e section, p. 465.

L'énergie d'ionisation à l'instant t s'écrit :

$$(1.11) \quad E(t) = k \int_0^t \left[\frac{-i_0 t}{C} + 2V_0 - V_c \right]^2 dt.$$

La tension V tombe à la valeur V_c au bout d'un temps égal à :

$$(1.12) \quad t_1 = (2V_0 - V_c)C/i_0.$$

A ce moment, l'énergie d'ionisation atteint la valeur :

$$(1.13) \quad E(t_1) = \frac{kC}{3i_0} (2V_0 - V_c)^3.$$

J'admets que, si cette valeur est inférieure à l'énergie E_0 nécessaire à la décharge qui est une constante caractéristique du tube pour un vide donné, le tube ne s'illuminera plus pour $V < V_c$. Le cas limite est celui où l'énergie E_0 est atteinte à l'instant t_1 , ce qui s'écrit :

$$(1.14) \quad (2V_0 - V_c)^3 = \frac{3E_0 i_0}{kC}.$$

On peut faire apparaître dans cette relation la durée τ de l'impulsion définie comme le temps au bout duquel V est tombée à la tension de saturation V_s . On a immédiatement :

$$(1.15) \quad \frac{(2V_0 - V_c)^3}{(2V_0 - V_s)^3} = \frac{K}{\tau}.$$

Où K est une constante.

On a ainsi une relation simple entre la tension de crête et la durée de l'impulsion. En fait, nous voyons y figurer V_s qui dépend du courant de saturation i_0 . Mais, comme le terme du numérateur est fortement prépondérant on pourra, dans un domaine pas trop étendu de variations de i_0 considérer V_s comme une constante.

5° VÉRIFICATION EXPÉRIMENTALE DE LA RELATION (1.15). — J'ai essayé de vérifier la relation précédente en me plaçant dans le cas pour lequel elle

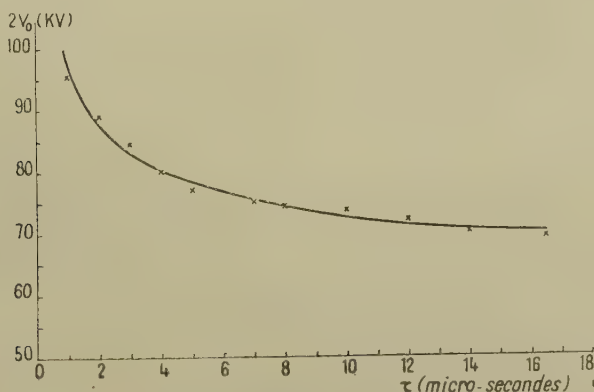


FIG. 4.

a été établie (tube non shunté) et en opérant à courant de saturation constant, de façon que V_s soit effectivement constante. Je faisais varier la durée des impulsions en agissant sur la valeur de la capacité C déchargée dans le tube, et je déterminais, pour chaque valeur de C la tension de crête maximum $2V_0$ pour laquelle le tube s'illuminait. La figure 4 représente la courbe d'équation (1.15) passant par le point de coordonnées : 4 micro-sec., 80 kilovolts, déterminé expérimentalement.

Les points marqués d'une croix correspondent aux expériences réalisées.

On voit que l'accord est remarquablement satisfaisant. Les essais ont été faits dans les conditions suivantes :

Courant de saturation $i_0 = 1,5$ ampère.

Tension de saturation $V_s = 22,5$ kilovolts.

Tension d'allumage en fonctionnement continu $V_c = 56$ kilovolts.

6° CARACTÉRISTIQUES DU CIRCUIT DE DÉCHARGE. — Quant on veut réaliser des impulsions de durée donnée τ , en utilisant la charge focale maximum admissible, on peut prévoir la tension maximum, le courant de saturation et les caractéristiques du circuit de décharge à utiliser de la façon suivante. Je rappelle les relations précédemment établies :

$$(1.8) \quad \frac{[2V_0(\tau) + \rho i_0]i_0}{2S} = \frac{3500}{\sqrt{\tau}}$$

$$(1.15) \quad \frac{(2V_0 - V_c)^3}{2V_0 - V_s} = \frac{K}{\tau}$$

$$(1.16) \quad \tau = CR_d \text{Log} \left(\frac{2V_0 + R_d i_0}{V_s + R_d i_0} \right) = CR_d \text{Log} \left[\frac{2V_0 + R_d i_0}{i_0(\rho + R_d)} \right].$$

Les valeurs des constantes ρ et S sont les suivantes :

$$\rho = 15000 \text{ ohms} \quad S = 8 \text{ mm}^2.$$

La donnée initiale étant τ , la relation (1.15) me donne $2V_0$ en prenant pour V_s une valeur moyenne ; de (1.8) je tire alors la valeur du courant de saturation i_0 . De façon plus rigoureuse, je peux remplacer dans (1.15) V_s par ρi_0 et considérer (1.8) et (1.15) comme un système de deux équations à deux inconnues $2V_0$ et i_0 . Il reste à déterminer les caractéristiques R_d et C du circuit de décharge entre lesquelles (1.16) nous donne une relation. Il est évident que, i_0 étant fixé, plus la résistance R_d sera grande, plus la décharge d'une capacité donnée sera lente. En d'autres termes, si on se fixe la durée de décharge, il faudra choisir une capacité d'autant plus petite que R_d sera plus grande. La capacité minimum nécessaire pour réaliser des impulsions de durée déterminée correspond au cas où le tube n'est pas shunté. Cette capacité minimum est donnée immédiatement par la relation :

$$(1.17) \quad C_{\min} = \frac{i_0 \tau}{2V_0 - V_s} = \frac{i_0 \tau}{2V_0 - \rho i_0}.$$

Dans la pratique, on choisit, parmi les capacités dont on dispose, celle qui se rapproche le plus de $C_{\min}$ tout en lui étant supérieure. La relation (1.16) permet alors de calculer la valeur à donner à la résistance R_d pour ajuster exactement la durée des impulsions à la valeur cherchée.

Après avoir donné au circuit les caractéristiques ainsi déterminées et réglé le chauffage de la cathode pour avoir le courant de saturation nécessaire, on augmente progressivement la tension sur le tube jusqu'à illumination. On corrige ainsi par l'expérience la valeur de $2V_0$. On modifie alors, s'il y a lieu, la valeur de i_0 pour rester à la limite de la charge admissible, puis celle de R_d pour maintenir la durée d'impulsions désirée.

7° EXEMPLES D'APPLICATIONS NUMÉRIQUES. — Voici, réunies sous forme de tableau, les données relatives à trois durées d'impulsions que j'ai utilisées.

TABLEAU I

Durée de l'impulsion	1.10^{-6} sec.	4.10^{-6} sec.	10.10^{-6} sec.
Tension de crête théorique . . .	100 kV	80 kV	72 kV
Tension de crête expérimentale .	98 kV	82 kV	76 kV
Courant de saturation	3,6 A	2,4 A	1,8 A
Tension de saturation	54 kV	36 kV	27 kV
Capacité C minimum	$0,82.10^{-4}$ μ F	$2,1.10^{-4}$ μ F	4.10^{-4} μ F
Capacité utilisée $\frac{C_1}{2} = \frac{C_2}{2}$. . .	2.10^{-4} μ F	5.10^{-4} μ F	10^{-3} μ F
Résistance R_d	15 000 ohms	18 000 ohms	17 000 ohms
Puissance moyenne pendant l'impulsion	275 kW	140 kW	90 kW

FRÉQUENCE DE RÉPÉTITION DES IMPULSIONS. — Cette fréquence doit évidemment être choisie de façon qu'entre deux impulsions successives, la chaleur dégagée au foyer par la première puisse être éliminée. L'anticathode est refroidie par un courant d'eau froide. Sur la surface refroidie, la température garde une valeur à peu près constante qui ne doit pas dépasser 100° C. Dans la masse du métal, il se produit une divergence des lignes de courant thermique. Des calculs et des courbes de J. E. de Graaf et W. J. Oosterkamp (1), il résulte que la quantité de chaleur émise dans l'unité de temps par la tache focale, supposée rectangulaire, se répartit sur une surface dont les dimensions croissent à peu près proportionnellement à la distance à la paroi chaude.

En appelant T la température du foyer, T_0 celle (supposée constante) de la paroi refroidie, il est évident que $T - T_0$ décroît exponentiellement en fonction du temps :

$$(1.18) \quad T - T_0 = (T_m - T_0)e^{-\beta t},$$

T_m étant la température maximum admissible du foyer.

(1) J. E. DE GRAAF et W. J. OOSTERKAMP. *Rev. Tech. Philips*, 3 (1938), 263.

Si je désigne par Q la quantité de chaleur éliminée à l'instant t , la quantité dQ/dt est proportionnelle à $T - T_0$, ce qui permet d'écrire :

$$(1.19) \quad Q = Q_i(1 - e^{-\beta t}),$$

en appelant Q_i la quantité totale de chaleur dégagée par l'impulsion.

La constante β est une fonction de Q_i , de la conductibilité calorifique du métal et des dimensions de l'anode. Si on calcule sa valeur dans le cas de mon tube, on trouve que le produit βQ_i est de l'ordre de 2 400 (Q_i étant exprimée en joules).

La fréquence des impulsions s'obtient en écrivant qu'au bout d'un temps égal à la période t_0 , Q est pratiquement égal à Q_i , n'en différant par exemple que de 1 0/0. Ceci fixe immédiatement la valeur du produit $\beta \cdot t_0$ à 4,6, et on en déduit :

$$(1.20) \quad \frac{Q_i}{t_0} = \frac{2\,400}{4,6} = 520 \text{ watts.}$$

Q_i/t_0 représente la puissance dépensée au foyer en une seconde, c'est-à-dire la puissance moyenne. La charge spécifique moyenne est, dans ces conditions (surface du foyer égale à 8 mm²), de 65 watts par millimètre carré. Or, De Graaf et Oosterkamp indiquent 60 watts/mm² pour la charge spécifique maximum en fonctionnement continu, si on veut que la température du foyer ne dépasse pas la valeur de 300° C. qui permet une durée de service de 1 000 à 2 000 heures sans détérioration de l'anode.

La puissance instantanée dQ/dt est maximum au temps 0 et vaut βQ_i . Elle se répartit sur une surface de refroidissement qui est de l'ordre de 300 mm². Il en résulte que la charge spécifique sur cette surface ne dépasse pas une valeur de 8 watts/mm², nettement inférieure au flux d'énergie maximum qui peut être éliminé par un courant d'eau de 5 m./sec., maximum que De Graaf et Oosterkamp fixent à 24 watts par millimètre carré.

En résumé, on peut dire que la puissance moyenne en impulsions peut être prise égale à la valeur maximum correspondant au fonctionnement continu. Dans ces conditions, la température moyenne de l'anode sera de 300° C.

Voici, pour diverses durées d'impulsions, la fréquence maximum de répétition déduite de la relation (1.20) :

TABLEAU II

Durée de l'impulsion (sec).	1. 10 ⁻⁶	4 10 ⁻⁶	10. 10 ⁻⁶	4. 10 ⁻⁵	10 ⁻⁴
Charge Q_i par impulsion (joules)	0,280	0,560	0,90	1,77	2,8
Fréquence de répétition.	1 850	925	580	294	185

L'expérience prouve qu'après des centaines d'heures de fonctionnement avec de tels régimes, l'anticathode ne présente aucune trace visible de détérioration.

CHAPITRE II

RÉALISATION DU MONTAGE EN IMPULSIONS

1° LE TUBE. — J'ai utilisé dans toutes mes expériences un tube démontable de la maison Beaudouin à anticathode de cuivre. Je n'ai modifié que le filament pour obtenir les courants de saturation intenses dont j'avais besoin. Les rodages de fixation de la cathode et de l'anticathode étaient scellés à la picéine, et celui de la cathode refroidi par un courant d'air comprimé. J'ai décrit au chapitre premier le système de pompage et indiqué le degré de vide réalisé.

2° LA CATHODE. — Il ne m'a pas été possible, en conservant à la cathode des dimensions restreintes et une durée de vie compatible avec les applications réalisées, de dépasser des courants de saturation de 3 ampères. On voit, en se reportant au tableau du chapitre premier que, dans ces conditions, je n'utilisais pas tout à fait complètement la charge maximum admissible pour des impulsions très courtes (de l'ordre de la micro-seconde). Oosterkamp ⁽¹⁾ réalise des courants de saturation de 20 ampères avec une tache focale de 24 mm², mais il lui faut pour cela porter sa cathode (constituée par un filament de tungstène) à une température très voisine du point de fusion du métal et ces conditions ne peuvent vraisemblablement être réalisées que pendant un temps très court. De leur côté, Slack et Ehrke ⁽²⁾ provoquent une décharge dans leur tube et réalisent ainsi des courants instantanés de l'ordre de mille ampères, mais ce courant doit se répartir sur toute la surface de l'anode, de sorte que le gain reste douteux, en ce qui concerne la charge spécifique. Je crois qu'il y a, au contraire, intérêt, dans des montages en impulsions, à réduire au minimum la surface du foyer de façon à réaliser la charge spécifique optimum avec le courant de saturation le plus petit possible. Dans cet ordre d'idées, il serait intéressant de perfectionner le système de focalisation du faisceau électronique en utilisant une lentille électronique magnétique, par exemple.

J'ai utilisé dans mon tube des cathodes de différents types :

1° Un filament de tungstène pur de diamètre égal à 0,04 cm. et compor-

(1) W. J. OOSTERKAMP. *Rev. Tech. Philips*, **5** (1940), 22

(2) SLACK et EHRLKE. *Journ. of Appl. Phys.*, **12** (1941), 165.

tant 10 spires de 0,2 cm. de diamètre environ, ce qui correspond à une surface émissive de 0,8 cm². Il est nécessaire de porter le filament à une température voisine de 2 550° C. pour obtenir un courant de saturation de 3 ampères. Les caractéristiques du circuit de chauffage sont les suivantes : courant : 14,8 ampères ; tension : 12,5 volts ; puissance : 185 watts. J'utilise des batteries d'accumulateurs à grande capacité placées sur une table montée sur des isolateurs de porcelaine.

2° Un filament de nichrome (ayant le même diamètre et sensiblement les mêmes dimensions que le précédent) recouvert d'un mélange d'oxydes alcalino-terreux et activé ⁽¹⁾. Le courant de saturation désiré s'obtient en surchauffant un tel filament à 1 100° C. environ, la puissance de chauffage nécessaire étant d'une cinquantaine de watts.

3° Une cathode à chauffage indirect ⁽²⁾ constituée par un cylindre de nickel chauffé par un filament de tungstène et recouvert sur sa base d'un mélange activé d'oxydes alcalino-terreux.

Les deux derniers types de cathodes ont le gros avantage de nécessiter une puissance de chauffage beaucoup moins grande. Malheureusement, leur durée de vie est considérablement réduite par le bombardement des ions positifs qui détruisent rapidement la mince couche d'oxydes. Bien que cet effet soit moins marqué en impulsions qu'en fonctionnement continu, leur temps de service n'excède pas quelques heures. Il faudrait, pour rendre leur emploi pratique, les mettre à l'abri du bombardement ionique par un système convenable de lentilles électroniques et de diaphragmes, ce qui nécessiterait un tube de construction spéciale. J'ai préféré, dans les applications que j'ai réalisées, utiliser un filament de tungstène pur ayant les caractéristiques ci-dessus mentionnées avec, dans les conditions que j'ai précisées, une durée de vie de 100 à 200 heures.

3° LE MONTAGE A IMPULSIONS. — J'ai utilisé comme source de haute tension un transformateur monophasé donnant une tension alternative maximum de 35 kilovolts efficaces et chargeant par l'intermédiaire d'un kénotron, une forte capacité de 0,5 microfarad. Je disposais ainsi d'une haute tension continue de 50 kilovolts au maximum. Le montage doubleur de tension était conforme au schéma de la figure 1. Les capacités C₁ et C₂ étaient constituées par des associations en série et parallèle de condensateurs de 1 10⁻³ microfarad. Les résistances figurant dans le montage étaient des tubes de pyrex de 1 m. de longueur environ et de 4 à 5 cm. de diamètre contenant de l'eau distillée légèrement acidulée. J'ai adopté pour R₁, R₂ et R₃ les valeurs suivantes : R₁ = 240 000 ohms ; R₂ = R₃ = 120 000 ohms.

(1) Les cathodes de ce type que j'ai utilisées m'ont été obligeamment préparées par M. H. Bruck.

(2) Cette cathode m'a été obligeamment fournie par M. P. GRIVET, Ingénieur à la Société Française Radioélectrique.

4° LE GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS AUXILIAIRES. — Comme je l'ai dit plus haut, les impulsions sur le tube à rayons X sont déclenchées par des impulsions auxiliaires de quelques milliers de volts répétées avec une fréquence réglable pouvant atteindre 800 par seconde. Le générateur de ces impulsions a été réalisé avec la collaboration de MM. Goudet et Nief et utilisé par ce dernier pour l'étude de la décharge dans les gaz raréfiés aux très hautes fréquences. M. Nief l'ayant décrit dans son mémoire de diplôme d'Etudes Supérieures, je me bornerai à en rappeler ici le principe.

Les impulsions sont produites par la décharge périodique d'un condensateur C de capacité $0,007 \mu\text{F}$ dans la self L (fig. 5). La charge et la décharge du condensateur sont commandées par deux thyratrons A_1 et A_2 (Thyratrons L. M. T. 6801 A pouvant débiter sans surcharge les courants de crête de 10 à 12 ampères nécessaires). Les grilles de ces thyratrons,

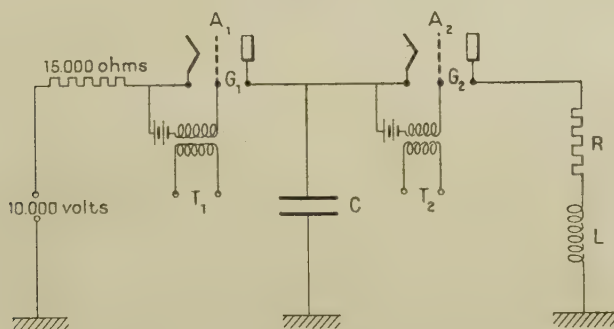


FIG. 5.

normalement polarisées à -60 volts, sont rendues positives à des moments judicieusement choisis de la période du phénomène par de courtes impulsions de tension, de 200 volts, produites par un petit générateur à lampes. Celui-ci donne naissance à deux trains identiques d'impulsions périodiques décalées d'un temps égal à la moitié de leur période commune. Si je désigne cette période par T , la succession des phénomènes peut se décrire comme suit : la cathode du thyatron A_1 est maintenue à une tension constante réglable pouvant atteindre $-10\,000$ volts par rapport à la masse. A l'instant 0, le condensateur C étant déchargé, les deux thyratrons éteints, et leurs grilles polarisées à -60 volts, une impulsion transmise par le transformateur H. F. T_1 vient rendre pendant un temps très court la grille de A_1 positive. Ce thyatron s'allume, la grille G_1 perd son pouvoir de contrôle, et le condensateur C se charge très rapidement. La charge terminée, le thyatron A_1 s'éteint. Au temps $T/2$, une impulsion appliquée par l'intermédiaire du transformateur T_2 vient rendre positive la grille de A_2 . En s'allumant, ce thyatron ferme le circuit de décharge de C. La décharge terminée, le thyatron A_2 s'éteint. Au

temps T , une seconde impulsion appliquée à la grille de A , recharge C et ainsi de suite. En pratique, quelques précautions sont à prendre pour que les deux thyatron ne s'amorcent pas simultanément. En particulier, on doit laisser à chaque thyatron le temps de se désioniser avant d'exciter l'autre. Ce temps de désionisation est de quelques dix-millièmes de seconde. On ne peut donc espérer produire par ce procédé beaucoup plus de 1 000 impulsions par seconde.

Le circuit de décharge du condensateur C , schématisé sur la figure 6, comprend une résistance R et la self L intercalée entre la masse et le condensateur C_1 de la figure 1. Vis-à-vis de l'impulsion auxiliaire, l'ensemble du circuit de la figure 1 se comporte pratiquement comme un condensateur C' (de l'ordre de grandeur des condensateurs C_1 et C_2) et une résistance R' (de l'ordre de grandeur des résistances de charge de C_1 et C_2 , soit 250 000 ohms). Les valeurs de

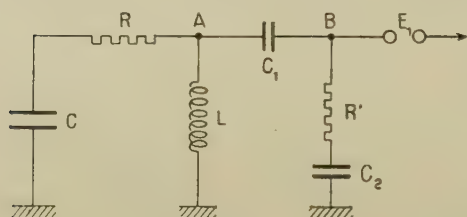


FIG. 6.

L et R sont choisies de façon que le circuit L, R, C , soit à l'amortissement critique ($C = 0,007 \mu F$, $R = 560$ ohms, $L = 560$ microhenrys). En raison de sa grande constante de temps, le circuit R', C' n'influence pratiquement pas sur la décharge de C dans L . On voit

immédiatement que la tension au point A part de la valeur $-v_0$ à laquelle on a chargé C pour s'annuler au bout d'un temps égal à $2L/R$, c'est-à-dire ici 2 micro-secondes. Les variations de potentiel du point A sont transmises instantanément, par l'intermédiaire de la capacité C_1 , à la borne B de l'éclateur E_1 . Comme aux bornes de cet éclateur existe déjà la différence de potentiel V_0 à laquelle est chargé le condensateur C_1 , la surtension due à la décharge de C suffit à amorcer l'étincelle et à déclencher l'impulsion sur le tube à rayons X .

Les deux trains d'impulsions qui commandent la charge et la décharge du condensateur C sont produits par l'oscillateur schématisé sur la figure 7. Celui-ci comporte les étages suivants : 1° une pentode 6J7 oscillatrice à circuit du type « Electron-Coupled » ; le circuit oscillant qui fixe la fréquence des impulsions est constitué par la capacité variable C et le primaire du transformateur à fer T dont le secondaire est intercalé dans le circuit de l'écran. En modifiant la valeur de C , on peut faire varier la fréquence des impulsions entre 150 et 800 par seconde. 2° Une triode 6C5 montée en « cathodyne » ; aux bornes des potentiomètres P_1 et P_2 , on recueille deux tensions alternatives d'amplitude réglable et en opposition de phase. 3° Deux amplificateurs identiques constitués chacun par une triode 6C5 amplificatrice en classe C , une triode 6C5 amplificatrice en classe A et une tétrode 6L6 amplificatrice en classe C . A la sortie

de ces amplificateurs, on obtient deux trains d'impulsions très brèves de fréquence égale à celle de l'oscillation initiale et d'amplitude 300 volts

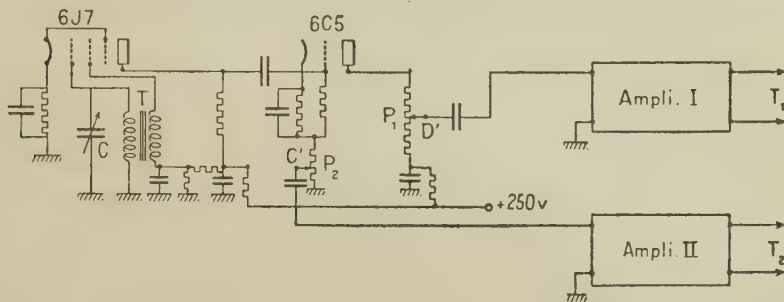


Fig. 7.

environ. Ces deux trains d'impulsions sont décalés l'un par rapport à l'autre d'un temps égal à la moitié de leur période commune en raison du déphasage des tensions injectées à l'entrée des amplificateurs.

Les primaires des transformateurs T_1 et T_2 qui servent à transmettre les impulsions aux grilles des thyatron sont intercalés directement dans les circuits plaque des deux 6L6 terminales. On voit qu'en définitive, la fréquence des impulsions sur le tube à rayons X est celle, stable et facilement réglable, de la première lampe oscillatrice.

J'ai utilisé ce montage dans toutes les expériences où j'avais à faire varier la fréquence des impulsions. Dans les applications dont je parlerai plus loin et qui utilisaient des impulsions de fréquence constante, j'ai employé un montage légèrement différent dans lequel la fréquence des impulsions était celle du secteur et qui avait l'avantage d'une plus grande simplicité.

5° GÉNÉRATEUR D'IMPULSIONS AUXILIAIRES A LA FRÉQUENCE DU SECTEUR. — Cette variante du montage précédent est schématisée sur la figure 8.

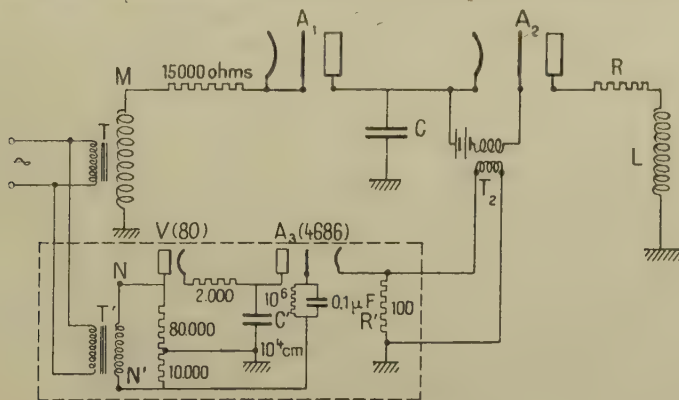


Fig. 8.

Les notations correspondent à celles de la figure 5.

La production des impulsions de 10.000 volts se fait encore en déchargeant la capacité C dans la self L par l'intermédiaire du thyatron A_2 ; le thyatron A_1 ne sert plus que de valve pour la charge de C par le transformateur haute tension T . La décharge de C est commandée par des impulsions auxiliaires de 300 volts appliquées au primaire de T_2 et produites en déchargeant dans la résistance R' une capacité C' . La charge de C' est effectuée par le transformateur T' et la valve V (Tube 80) et sa décharge est contrôlée par le petit thyatron A_3 (Tube 4686). *La même tension alternative* (110 volts; 50 périodes) est appliquée aux primaires de T et de T' . Désignons par t la période du secteur et prenons comme origine des temps l'instant où la tension aux bornes des secondaires de T et de T' est nulle, le potentiel du point M par rapport à la masse devenant négatif et celui du point N positif (ceci suppose une interconnection judicieuse des primaires de T et de T'). Entre les instants 0 et $t/4$, les condensateurs C et C' vont se charger. On voit immédiatement sur la figure que la grille du thyatron A_3 , reliée au point N' , reste pendant ce temps à un potentiel négatif par rapport à la masse, donc par rapport à la cathode du thyatron, et que celui-ci est bloqué. Cet état de choses subsiste théoriquement jusqu'au temps $t/2$. A ce moment, la tension aux bornes du secondaire de T' s'annulant, il en est de même de la différence de potentiel entre la grille et la cathode du thyatron A_3 . Celui-ci s'allume et la capacité C' se décharge dans la résistance R' , produisant ainsi l'impulsion qui déclanche la décharge de C . On voit immédiatement que les condensateurs C et C' restent déchargés jusqu'au temps t où le même cycle de phénomènes recommence.

Il y a intérêt, pour éviter des amorçages prématurés et assurer une meilleure stabilité de fonctionnement à ce que la grille du thyatron A_3 , au lieu d'être positive pendant toute une demi-période, ne le soit que pendant une petite fraction de l'intervalle de temps $t/2$, t . Il est utile, en particulier, qu'à l'instant t où la charge de la capacité C' recommence, le thyatron A_3 soit déjà fortement bloqué. Il suffit, pour cela, d'assurer une polarisation automatique de la grille de A_3 , par le courant que débite sa grille pendant la décharge. Ceci est réalisé par l'ensemble d'une résistance de 1 mégohm et d'une capacité de 0,1 microfarad insérés en parallèle entre le point N' et la grille de A_3 .

Moyennant les quelques précautions ci-dessus mentionnées, les deux montages que je viens de décrire ont fonctionné très régulièrement pendant près de trois années.

CHAPITRE III

ACTION DES IMPULSIONS DE RAYONS X SUR LA PLAQUE PHOTOGRAPHIQUE

Comme l'avaient déjà montré les expériences de radiographie à durée d'exposition très courte de Oosterkamp, Slack et Ehrke, une impulsion unique de rayons X suffit à impressionner de façon sensible une plaque photographique. En faisant tomber une plaque devant le tube en fonctionnement, j'ai obtenu sur elle une série de taches très nettes dont chacune correspondait à une impulsion. Je me suis demandé si, pour une pose de longue durée comportant un très grand nombre d'impulsions, on n'était pas désavantagé par rapport au fonctionnement en régime continu. J'ai comparé pour cela les quantités globales de rayonnement émis par le tube fonctionnant soit de façon continue, soit en impulsions avec la même puissance moyenne Wm , en admettant que le rendement du tube est, dans tous les cas, proportionnel à la tension V . En régime continu, on ne peut dépasser une certaine tension que j'ai désignée par Vc . La quantité de rayonnement émise en une seconde est alors de la forme :

$$R = K.Wm.Vc$$

où K est un coefficient de proportionnalité.

En impulsions, on peut, comme nous l'avons vu, utiliser une tension de crête $2V_0$ supérieure à Vc . Au début de l'impulsion, le rendement est supérieur à celui du régime continu pour devenir inférieur dès que V tombe au-dessous de Vc . Supposons pour simplifier le tube non shunté. Pendant le premier stade de l'impulsion où le tube est saturé, on a :

$$(3.1) \quad V = 2V_0 - i_0 t/C.$$

La quantité élémentaire de rayonnement émise entre t et $t + dt$ est égale à :

$$(3.2) \quad dR' = K.V^2.i_0.dt = Ki_0(2V_0 - i_0 t/C)^2.dt.$$

La quantité totale d'énergie rayonnée pendant le temps τ que j'ai pris comme durée de l'impulsion est par suite :

$$(3.3) \quad R' = Ki_0 \int_0^\tau (2V_0 - i_0 t/C)^2 dt = Ki_0 \left[(2V_0)^2 \tau - \frac{4V_0 i_0}{C} \frac{\tau^2}{2} + \frac{i_0^2}{C^2} \frac{\tau^3}{3} \right].$$

Avec :

$$(3.4) \quad \tau = (2V_0 - V_s)C/i_0.$$

Pendant le second stade de l'impulsion ($V < V_s$), on a :

$$(3.5) \quad V = V_s e^{-\frac{t-\tau}{\rho C}}; \quad i = \frac{V_s}{\rho} e^{-\frac{t-\tau}{\rho C}}.$$

La quantité totale d'énergie rayonnée pendant cette période s'écrit cette fois :

$$(3.6) \quad R'_2 = K \int_{\tau}^{\infty} \frac{V_s^3}{\rho} e^{-\frac{3(t-\tau)}{\rho C}} dt = \frac{KC}{3} V_s^3.$$

Au total, si la fréquence des impulsions est égale à N , le tube émet par seconde une quantité de rayonnement égale à :

$$(3.7) \quad R' = N(R'_1 + R'_2) = NK \left\{ i_0 \left[(2V_0)^2 \tau - \frac{4V_0 i_0}{C} \frac{\tau^2}{2} + \frac{i_0^2}{C^2} \frac{\tau^3}{3} \right] + \frac{C}{3} V_s^3 \right\}.$$

C'est cette expression qu'il s'agit de comparer à R , ce qui est facile dans chaque cas particulier. Considérons par exemple des impulsions de 10 micro-secondes pour lesquelles on a (Cf. tableau I du chapitre premier) :

$$2V_0 = 76 \text{ kV}; \quad i_0 = 1,8 \text{ A}; \quad V_s = 27 \text{ kV}; \quad C = 4 \cdot 10^{-4} \text{ } \mu\text{F}.$$

Pour une puissance moyenne de 520 watts, la fréquence maximum de répétition est (Cf. tableau II du chapitre premier) :

$$N = 580.$$

On trouve, en effectuant le calcul (avec $V_c = 56 \text{ kV}$) :

$$R = 29,12 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

$$R' = 32,50 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

On voit que R' est tout à fait du même ordre de grandeur que R .

Il en résulte qu'à puissance moyenne égale et en profitant, dans le cas des impulsions, du gain possible sur la tension de crête, des temps de pose du même ordre de grandeur doivent être nécessaires, dans les deux cas, pour une même radiographie ou l'enregistrement d'un même diagramme de diffraction. J'ai vérifié ce dernier fait sur des diagrammes de Debye-Scherrer relatifs à l'aluminium.

On peut conclure de ce qui précède que le montage à impulsions périodiques, s'il ne présente pas d'avantages pour une radiographie ou un diagramme ordinaires, permettrait, en plus des radiographies instantanées d'objets en mouvement très rapide déjà réalisées par la méthode de l'impulsion unique, les applications suivantes, sans augmentation du temps de pose :

1° Radiostroboscopie d'un système tournant, la fréquence des impulsions étant égale au nombre de tours par seconde.

2° Enregistrement d'un diagramme de diffraction d'un échantillon animé d'un mouvement vibratoire périodique de fréquence égale à celle des impulsions.

Le système que j'ai décrit permet d'atteindre des fréquences voisines de 1 000 par seconde et se prêterait particulièrement bien à la synchronisation de la fréquence des impulsions sur celle du phénomène à étudier et au déclenchement de l'impulsion à un moment exactement déterminé de la période de celui-ci.

APPLICATION DES IMPULSIONS DE RAYONS X A LA MESURE DE LA MOBILITÉ DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ

CHAPITRE IV

PRINCIPE DE LA MÉTHODE

1° Historique. — La vitesse de transit des ions entraînés à travers un gaz par un champ électrique a fait l'objet, depuis les dernières années du XIX^e siècle, de milliers de mesures effectuées par un grand nombre de méthodes différentes. Toutefois les résultats obtenus sont relatifs, en très grande majorité, à des ions de dimensions atomiques. Les mesures portant sur des électrons libres sont beaucoup moins nombreuses parce que beaucoup plus délicates, ceci pour deux raisons principales :

a) L'ordre de grandeur des vitesses de transit atteintes par les électrons qui sont des milliers de fois plus grandes que celles des ions de dimensions atomiques.

b) L'affinité considérable des électrons pour un grand nombre de gaz, ce qui oblige à purifier très soigneusement le gaz au sein duquel on étudie la mobilité, en le débarrassant en particulier de toutes traces d'humidité et de vapeurs de graisse.

Avant de décrire très succinctement les principales méthodes de mesure des vitesses de transit des électrons, je crois utile de rappeler dans quelles conditions ces mesures sont faites :

a) La pression du gaz est assez grande pour que le libre parcours moyen des électrons entre deux chocs successifs soit toujours une très petite fraction des dimensions de la chambre à ionisation. Au cours de son trajet dans la chambre chaque électron subit un nombre de chocs considérable. Il en résulte que la distribution des vitesses des électrons est presque isotrope, le champ électrique ayant pour effet d'altérer légèrement cette isotropie, un plus grand nombre d'électrons se déplaçant dans

des directions faisant avec celle du champ un angle inférieur à 90° que dans des directions faisant avec le champ un angle supérieur.

b) La densité des ions créés dans le gaz est toujours très faible devant celle du gaz, de telle façon que l'on puisse négliger, non seulement les chocs entre ions mais encore leurs actions électrostatiques mutuelles. En d'autres termes, le champ électrique appliqué n'est pratiquement pas modifié par la présence des corpuscules électrisés dans le gaz.

c) Le champ appliqué est en général assez faible et la pression du gaz assez élevée pour que les électrons ne puissent acquérir une énergie cinétique suffisante pour ioniser ou exciter par choc les molécules du gaz.

Ces généralités étant rappelées, je vais indiquer le principe des trois principales méthodes de mesure auxquelles les autres peuvent se ramener. Ces trois méthodes ont été appliquées à l'argon qui a fait l'objet principal de mon travail et je me réfère, dans ce qui suit, aux expériences relatives à ce gaz.

1° La *méthode de Townsend* ⁽¹⁾ consiste à appliquer simultanément à un faisceau d'électrons un champ électrique et un champ magnétique perpendiculaires. Si le champ magnétique n'est pas trop intense, le faisceau est légèrement dévié de la direction du champ électrique. On peut déduire la mobilité des électrons de la mesure de l'angle de déviation. Celle-ci s'effectue en disposant trois électrodes dans un plan perpendiculaire à la direction du champ électrique et en observant comment les rapports des courants recueillis par ces électrodes sont modifiés par l'application du champ magnétique. L'avantage essentiel de cette méthode est de permettre la détermination avec le même appareil (en supprimant le champ magnétique) du rapport de la mobilité au coefficient de diffusion, d'où l'on déduit l'énergie cinétique moyenne des électrons. En ce qui concerne la simple détermination de la vitesse de transit, elle a l'inconvénient d'être assez indirecte. D'autre part, ce qui est plus grave, elle repose essentiellement sur des mesures de courants recueillis par des électrodes. Or les impuretés, en captant un nombre plus ou moins grand d'électrons, peuvent modifier de façon appréciable la valeur de ces courants et fausser ainsi le résultat final. Effectivement, les résultats de Townsend et Bailey varient de façon continue avec le degré de pureté de leur gaz. Comme ils utilisaient une chambre non scellée, en communication permanente avec un appareillage comportant de nombreux robinets et joints graissés, et que, d'autre part, ils ne pouvaient réaliser dans leur chambre un vide préalable inférieur à 0,01 mm. de mercure, on peut supposer que leur gaz contenait une quantité considérable d'impuretés dont la présence pouvait influencer notablement sur le résultat des mesures.

2° La *méthode du champ alternatif*, dérivée de celle de Rutherford,

(1) TOWNSEND et BAILEY. *Phil. Mag.*, **43** (1922), 593 ; *Phil. Mag.*, **44** (1922), 1033.

a été appliquée à l'argon par Walhin ⁽¹⁾. Elle consiste à établir entre deux électrodes dont l'une émet des électrons (par effet photo-électrique, par exemple) une différence de potentiel sinusoïdale. Si on admet que la vitesse de transit des électrons est à chaque instant proportionnelle à l'intensité du champ électrique variable, le front du nuage d'électrons parviendra, à chaque période du phénomène, à une distance de la cathode émettrice proportionnelle à la mobilité des électrons et à l'amplitude du champ. En faisant varier celle-ci jusqu'à ce que l'électromètre relié à l'anode collectrice indique que les électrons commencent à l'atteindre, on en déduit la valeur de la mobilité. En fait la vitesse de transit des électrons n'est pas proportionnelle à l'intensité du champ, de sorte qu'on ne peut pas parler d'une mobilité des électrons indépendante du champ. Dans ces conditions la méthode du champ alternatif ne donne qu'une valeur moyenne de la mobilité, et on est obligé, pour interpréter les résultats, de postuler une loi de variation de la mobilité en fonction de l'intensité du champ. Comme cette loi ne peut être déduite que des résultats eux-mêmes, l'interprétation de ceux-ci est, en définitive, compliquée et assez hasardeuse.

3° La méthode des « fenêtres » électriques dérive, dans son principe, de celle de M. Laporte ⁽²⁾; elle a été appliquée aux ions de dimensions atomiques par R. J. Van de Graaf ⁽³⁾, puis aux électrons par N. E. Bradbury et R. A. Nielsen ⁽⁴⁾. Dans leurs expériences, les électrons émis par une cathode de zinc (par effet photo-électrique) et entraînés par un champ électrique uniforme traversent successivement deux grilles G et G' formées de fils fins et parallèles. Les fils d'une même grille sont reliés alternativement aux bornes d'une source de tension alternative à haute fréquence. Seuls, les électrons qui atteignent la première grille pendant la très petite fraction de la période où la tension alternative passe par la valeur zéro peuvent la traverser; pendant tout le reste du temps, le champ transversal existant dans la grille est assez intense pour entraîner tous les électrons. La grille G laisse ainsi passer des paquets d'électrons à la cadence de deux par période. La seconde grille G' est le siège d'un champ transversal ayant la même fréquence, la même amplitude et la même phase que celui de la grille G. Les électrons ne pourront traverser G' que s'ils l'atteignent au moment précis où le champ transversal s'annule à nouveau. En faisant varier, soit la vitesse de transit des électrons, soit la fréquence du champ alternatif, on observe un maximum aigu du courant recueilli par l'anode quand le temps de transit des électrons entre les deux grilles est égal à

(1) H. B. WAHLIN. *Phys. Rev.*, **37** (1931), 260.

(2) M. LAPORTE. *Annales de Physique*, **8** (1927), 466.

(3) R. J. VAN DE GRAAFF. *Phil. Mag.*, **6** (1928), 210.

(4) N. E. BRADBURY et R. A. NIELSEN. Absolute Values of the Electron Mobility in Hydrogen. *Phys. Rev.*, **49** (1936), 388; R. A. NIELSEN. Absolute Values of the Electron Drift Velocity in Nitrogen, Helium, Neon and Argon. *Phys. Rev.*, **50** (1936), 950.

une demi-période (ou un nombre entier de demi-périodes). On en déduit immédiatement la mobilité des électrons. Cette méthode est assez directe et présente sur celle de Townsend le gros avantage que ses résultats sont beaucoup moins affectés par des traces d'impuretés absorbant une partie des électrons au cours de leur trajet. En outre, il semble que Bradbury et Nielsen aient pris de grandes précautions pour avoir un gaz très pur.

Les résultats de ces différentes méthodes appliquées à un même gaz (l'argon, par exemple), s'ils sont du même ordre de grandeur, présentent néanmoins des écarts assez notables. Cette incertitude sur les valeurs expérimentales de la vitesse de transit d'électrons rend difficile et aléatoire toute interprétation théorique des variations de cette vitesse en fonction de l'intensité du champ électrique et de la pression du gaz. Les impulsions de rayons X appliquées à une chambre à ionisation fournissant, comme nous allons le voir, une méthode très directe de mesure de ces vitesses de transit, j'ai cru utile de les étudier systématiquement dans le cas de l'argon et de l'azote. J'indiquerai tout de suite que mes résultats sont en très bon accord avec ceux de Nielsen dont la méthode paraît de beaucoup la plus sûre de celles antérieurement utilisées.

2° *Principe de la méthode* (1). — La chambre à ionisation utilisée comporte deux électrodes métalliques planes et parallèles. Des fenêtres convenablement disposées permettent d'y envoyer un pinceau très étroit de rayons X se propageant parallèlement aux électrodes et on peut faire varier, soit de façon continue, soit de façon discontinue, la distance du faisceau aux électrodes. La chambre contient un gaz très soigneusement purifié ; entre les électrodes existe un champ électrique uniforme.

Le tube à rayons X est soumis à des impulsions de tension dont la durée est de l'ordre de la micro-seconde. Chaque impulsion ionise un volume très petit du gaz, et tous les électrons produits par une impulsion sont recueillis par l'anode avant que ne se produise l'impulsion suivante. Dans le circuit de la chambre est intercalée une résistance connectée à l'entrée d'un amplificateur à large bande passante. La tension amplifiée est appliquée aux plaques de déviation verticale d'un tube à rayons cathodiques. Le spot de ce tube est en outre animé d'un mouvement périodique de balayage horizontal, de fréquence égale à celle des impulsions et déclenché en même temps que l'impulsion sur le tube à rayons X par le même petit générateur d'impulsions auxiliaire. Le déplacement horizontal du spot étant une fonction linéaire du temps pendant la traversée de l'écran, ce spot dessine, en définitive, une courbe représentant fidèlement les variations en fonction du temps du courant dans le circuit de la chambre, entre deux impulsions successives.

Comme nous le verrons plus loin, ce courant apparaît, par influence,

(1) P. HERRENG. *Comptes rendus*, 215 (1942), 79.

au moment même de l'impulsion et garde une intensité constante tant que des charges électriques des deux signes se déplacent entre les électrodes. L'arrivée sur l'anode des électrons, beaucoup plus rapides que les ions positifs, se traduit par une brusque discontinuité de la courbe $i = f(t)$. On pourrait déduire la vitesse de transit des électrons dans le sens du champ de la mesure de la distance séparant, sur l'écran de l'oscillographe, cette discontinuité de l'origine du balayage, la vitesse de balayage et le trajet parcouru par les électrons étant connus d'autre part. En fait, la région où les électrons prennent naissance n'est pas rigoureusement limitée à l'étendue géométrique du faisceau de rayons X dans la chambre. D'autre part, les phénomènes de diffusion provoquent un étalement non négligeable du nuage d'électrons au début de son parcours. On observe donc, en réalité, une décroissance rapide de la courbe $i = f(t)$ au lieu d'une discontinuité brusque. Pour éliminer ces causes d'incertitude, on fait plusieurs expériences en modifiant à chaque fois d'une quantité connue la longueur du trajet parcouru par les électrons. On mesure avec précision la quantité dont se déplace, dans son ensemble, d'une expérience à une autre, la discontinuité de la courbe $i = f(t)$ sur l'écran de l'oscillographe. On en déduit immédiatement la vitesse de progression des électrons dans le sens du champ.

Cette méthode présente les avantages suivants :

a) Elle est tout particulièrement directe puisqu'on mesure effectivement le temps mis par les électrons pour parcourir un trajet déterminé.

b) Elle est susceptible d'une bonne précision. En effet, on fait varier le trajet des électrons en déplaçant toute la chambre, ces déplacements étant mesurés au cathétomètre. En ce qui concerne la mesure des temps, sa précision n'est limitée que par celle des pointés sur l'écran du tube oscillographique, la base de temps qui commande le balayage étant étalonnée par comparaison avec la période de vibration d'un quartz piézo-électrique.

c) Elle n'est pas influencée par la présence d'impuretés dans le gaz, tant que celles-ci ne réduisent pas à zéro le courant électronique. D'ailleurs, l'allure même de la courbe $i = f(t)$ permet de se rendre compte immédiatement, comme nous le verrons, du degré de pureté du gaz utilisé.

d) J'ai néanmoins pris toutes les précautions possibles pour assurer au gaz la pureté maximum. Avant de remplir la chambre, je la dégazais par cuisson à l'étuve et je portais les électrodes au rouge par une décharge dans le gaz à étudier; je faisais ensuite dans la chambre un vide très poussé (pression résiduelle de l'ordre de 10^{-6} mm. de mercure) puis je la remplissais de gaz très soigneusement purifié. La chambre était finalement scellée. Elle ne comportait aucun joint ni rodage graissé ou picéiné.

CHAPITRE V

ÉTUDE THÉORIQUE DU COURANT DANS LA CHAMBRE A IONISATION

1° RÉGIME DE FONCTIONNEMENT DU TUBE. — L'étalement du nuage d'électrons, dû principalement aux phénomènes de diffusion, fait que les électrons arrivent sur l'anode dans un temps un peu supérieur à la durée de l'impulsion de rayons X proprement dite. La décroissance de la courbe $i = f(t)$ qui caractérise, sur l'écran de l'oscillographe, cette arrivée des électrons sera d'autant plus rapide que l'impulsion sera plus courte. J'ai utilisé pour toutes mes mesures de mobilité et d'affinité des impulsions de l'ordre de la micro-seconde. Si on se reporte au tableau I du chapitre premier on voit que l'utilisation de la charge spécifique maximum admissible implique un courant de saturation de 3,6 ampères et une tension de crête de 98 kilovolts. Les cathodes que j'ai utilisées ne m'ont pas permis de dépasser 3 ampères pour le courant de saturation. D'autre part, l'emploi de tensions très élevées présente certains inconvénients. En effet, aux tensions moyennes, le rayonnement du tube est constitué principalement par la raie $\text{CuK}\alpha$, de longueur d'onde $1,54 \text{ \AA}$. L'intensité de cette raie varie, en fonction de la tension V , à courant constant, suivant la relation (1) :

$$(5.1) \quad W = K(V - E_0)^{1,65}$$

où K est un coefficient de proportionnalité. Cette formule est valable jusqu'à une tension de l'ordre de $4E_0$, E_0 étant la tension critique correspondant à la raie considérée, soit ici 8 kilovolts environ. Pour des tensions supérieures, l'intensité de la raie croît moins vite que ne l'indique la formule précédente. Comme, d'autre part, le rayonnement global croît sensiblement comme V^2 , on voit qu'en augmentant V , on augmente le fond continu beaucoup plus que la raie $\text{CuK}\alpha$. Or ce fond continu est constitué de photons de longueur d'onde beaucoup plus courte que celle de la raie $\text{CuK}\alpha$, qui seront par conséquent beaucoup moins absorbés par le gaz contenu dans la chambre. Quand cette absorption aura lieu, elle donnera naissance à des photo-électrons de grande énergie qui provoqueront des phénomènes d'ionisation secondaires sur un parcours relativement long

(1) S. K. ALLISON. *Phys. Rev.*, **32** (1928), 1.

(ce parcours varie en gros comme le carré de l'énergie de l'électron). Il en résultera une augmentation excessive du volume effectif d'ionisation. Pour toutes ces raisons, je n'ai pas dépassé, dans mes mesures, une tension de crête de 45 kilovolts, égale à la tension de saturation pour un courant de 3 ampères. Un tel régime m'a donné des impulsions d'amplitude suffisante pour toutes mes mesures. Si je désigne par ρ la résistance du tube, par R_d la résistance en parallèle et par R la résistance équivalente à l'ensemble de ρ et de R_d , la tension aux bornes du tube et le courant qui le traverse sont donnés par :

$$(5.2) \quad V = 2V_0 \cdot e^{-t/RC}$$

$$(5.3) \quad i = \frac{V}{\rho} = \frac{2V_0}{\rho} e^{-t/RC}.$$

La durée de l'impulsion sera évidemment de l'ordre de grandeur de la constante de temps $R.C$ du circuit de décharge. Il est facile de calculer comment varie, en fonction du temps, l'intensité de rayonnement de la raie $\text{CuK}\alpha$, en utilisant la relation (5.1). On trouve ainsi, qu'au bout d'un temps égal à $R.C/2$, 80 0/0 de l'énergie correspondant à la décharge complète du condensateur ont été rayonnés. J'ai donc pris pratiquement, comme durée de l'impulsion, le temps $R.C/2$, et j'ai donné au circuit de décharge les caractéristiques suivantes :

$$C = 2 \cdot 10^{-4} \mu\text{F}; \quad R_d = 30\,000 \text{ ohms}, \quad \text{d'où} \quad R = 10\,000 \text{ ohms}.$$

Dans toutes mes expériences sur les mobilités, la fréquence des impulsions était de 50 par seconde.

2° ÉNERGIE ABSORBÉE DANS LA CHAMBRE A IONISATION. — Si je désigne par μ le coefficient d'absorption du gaz et par l la longueur du trajet utile du faisceau de rayons X dans la chambre, la fraction de l'énergie rayonnée qui est absorbée est égale à $(1 - e^{-\mu l})$. Cette fraction est par exemple égale à 0,84 pour un trajet de 9 cm. dans l'argon à la pression de 760 mm. et à 0,20 pour un trajet de 22 cm. dans l'azote à la même pression.

Le reste de l'énergie du faisceau incident est absorbé par la paroi de la chambre. Dans ces conditions, cette paroi est le siège d'une émission de rayons X secondaires et de photo-électrons. L'intensité du rayonnement secondaire étant très faible devant celle du faisceau primaire et l'émission photo-électrique de la paroi négligeable devant l'ionisation du gaz, ces phénomènes ne perturbent pas de façon sensible la production et le mouvement des électrons primaires dans le gaz.

J'admettrai dans ce qui suit, comme je l'ai déjà fait pour le calcul de la fraction du rayonnement X absorbé, que le faisceau ne contient que la raie $\text{CuK}\alpha$ de longueur d'onde 1,54 Å. Celle-ci étant nettement inférieure aux longueurs d'onde des discontinuités d'absorption K de l'argon et de l'azote, l'ionisation d'un atome de gaz par un photon X se traduira dans

la grande majorité des cas (90 o/o pour l'argon) par l'éjection d'un électron K de l'atome. L'énergie du photon incident étant de 8 kilovolts, et l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron K de l'atome d'argon étant de 3,19 kilovolts le photo-électron primaire ainsi produit aura une énergie de l'ordre de 4810 volts. Cette énergie est dépensée à la production d'un grand nombre de paires d'ions secondaires. L'énergie moyenne nécessaire pour produire une paire d'ions dans l'argon étant d'environ 29 volts, on voit que le photo-électron primaire donnera naissance à un nombre d'électrons secondaires de l'ordre de 165.

Pour l'azote, ce nombre d'électrons secondaires est d'environ 230.

3° DISPERSION DU NUAGE D'ÉLECTRONS DUE A L'IONISATION SECONDAIRE. —

Tous les chocs entre un photo-électron primaire et une molécule du gaz ne sont pas suivis de l'ionisation de celle-ci. Il y a une certaine probabilité, fonction de l'énergie de l'électron, pour que le choc soit suivi d'ionisation ⁽¹⁾. De la connaissance de cette probabilité, on peut déduire un ordre de grandeur du trajet ionisant. On trouve que ce trajet est approximativement de la forme V_0^2/b où b est une constante proportionnelle à la pression du gaz et V_0 l'énergie initiale du photo-électron en kilovolts-électrons. Pour l'argon à la pression atmosphérique, b est égal à $6,1 \cdot 10^{-2}$, ce qui donne un trajet ionisant de 0,038 cm. pour un électron K expulsé par un photon $\text{CuK}\alpha$. Pour l'argon à la pression de 50 mm., ce trajet devient 0,58 cm. Pour l'azote à la pression atmosphérique, le coefficient b vaut $4,4 \cdot 10^{-2}$ et le trajet ionisant a pour longueur 0,13 cm. Il devient égal à 0,98 cm. pour l'azote à la pression de 100 mm.

Il faut noter qu'il s'agit là du trajet total en zigzags de l'électron. Ce trajet représente N libres parcours de valeur moyenne $\lambda = s/N$. Si on calcule la valeur quadratique moyenne de la distance séparant en ligne droite la position initiale de la position finale de l'électron, on trouve qu'elle est sensiblement égale à :

$$(5.4) \quad x = \frac{2}{3} \sqrt{N} \cdot \lambda = \frac{2}{3} \sqrt{s \cdot \lambda}.$$

Pour l'argon à la pression de 50 mm. on trouve ainsi que x est de l'ordre de 0,12 mm. Il vaut sensiblement 0,10 mm. pour l'azote à la pression de 100 mm.

Si, d'autre part, on cherche à évaluer le temps que dure cette ionisation secondaire, on trouve qu'il est de l'ordre de 10^{-8} sec., donc tout à fait négligeable devant la durée de l'impulsion.

En résumé, on peut raisonnablement admettre que chaque photo-électron primaire s'entoure instantanément d'un cortège de 150 à 200 électrons secondaires dont on confondra la position initiale avec le point où

⁽¹⁾ K. T. COMPTON et C. G. VAN VORRHIS. *Phys. Rev.*, **26** (1925), 436 ; E. BUCHMANN. *Ann. der Physik*, **87** (1928), 509.

l'électron primaire a été produit et dont on négligera l'énergie cinétique initiale.

4° DISPERSION DUE A LA DURÉE FINIE DE L'IMPULSION. — En raison de leur très grande mobilité, les électrons effectuent déjà un trajet non négligeable pendant la durée même de l'impulsion. Pour une vitesse de transit de $5 \cdot 10^5$ cm./sec., qui correspond à des valeurs moyennes du rapport E/p de l'intensité du champ électrique à la pression du gaz, le front du nuage

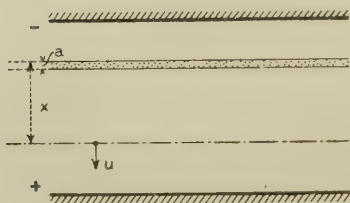


FIG. 9.

d'électrons progresse de 0,5 cm. pendant la durée de l'impulsion prise égale à une micro seconde. Dans mes expériences l'épaisseur a de la tranche ionisée n'excède pas 1 mm. A la fin de l'impulsion, le nuage d'électrons s'étale donc sur une profondeur de l'ordre de 6 mm. On peut se représenter de façon approchée la répartition de la densité électronique dans le front du nuage en admet-

tant que la quantité de rayonnement dW émise par le tube pendant le temps dt est proportionnelle à dt , à l'intensité i du courant dans le tube et à la puissance 1,65 de la tension. Ceci revient à négliger, dans la relation (5.1), E_0 devant V (ce qui est légitime au début de l'impulsion). On peut alors écrire, en tenant compte des relations (5.2) et (5.3) :

$$(5.5) \quad dW = A \cdot e^{-\frac{2,65t}{R.C}} dt,$$

où A est une constante.

Si je désigne par u la vitesse de progression des électrons dans le sens du champ (supposée constante), la densité électronique à la distance x du bord supérieur de la couche ionisée est donnée à l'instant t par l'expression :

$$(5.6) \quad n(x,t) = B \int_{x-ut}^a e^{-\frac{2,65}{R.C} \left[t - \frac{x-y}{u} \right]} dy,$$

B étant une constante. L'origine des temps est prise au début de l'impulsion.

Pour $x < u \cdot t$ la limite inférieure d'intégration doit être prise égale à 0.

A un instant t , cette expression est maximum pour $x = u \cdot t$. La densité électronique dans le front du nuage qui correspond à $u \cdot t < x < (u \cdot t + a)$ est donnée par :

$$(5.7) \quad n(x,t) = \frac{B \cdot R \cdot C \cdot u}{2,65} \left[1 - e^{-\frac{2,65}{R.C} \left(t - \frac{x-u}{u} \right)} \right].$$

5^o DISPERSION DUE A LA DIFFUSION. — Quand le nombre n d'électrons par unité de volume varie avec x , la vitesse u de progression dans la direction du champ Ox est égale à (Cf. 9.37) :

$$(5.8) \quad u = u_E - D \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

u_E est la vitesse de transit due à l'action du champ électrique seul, D le coefficient de diffusion des électrons. Le rapport de la composante de vitesse due à la diffusion à u_E a pour valeur :

$$(5.9) \quad \theta = \frac{D}{u_E} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

On peut, dans cette expression, expliciter la valeur du coefficient D en utilisant la relation (Cf. 9.20) :

$$(5.10) \quad D = \frac{2}{3} \cdot \frac{u_E}{E} \cdot \frac{\bar{\varepsilon}}{e}.$$

E représente l'intensité du champ électrique, e la charge de l'électron et $\bar{\varepsilon}$ l'énergie cinétique moyenne des électrons.

Dans le cas, le plus souvent réalisé en pratique, où on peut négliger l'énergie d'agitation thermique des molécules devant celle des électrons, l'énergie moyenne $\bar{\varepsilon}$ est donnée par la relation (Cf. 9.43) :

$$(5.11) \quad \varepsilon = 0,427 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} e \cdot E \cdot \lambda$$

où m représente la masse de l'électron, M celle de la molécule gazeuse et λ le libre parcours moyen des électrons dans le gaz.

En tenant compte de (5.10) et (5.11), la formule (5.9) s'écrit finalement :

$$(5.12) \quad \theta = 0,284 \sqrt{\frac{M}{m}} \chi \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx}.$$

On peut essayer de se rendre compte de l'importance de la diffusion dans le front du nuage d'électrons à la fin de l'impulsion. On a, d'après (5.7) :

$$(5.13) \quad \frac{dn}{dx} = -Be^{-\frac{2,65}{RC} \left(t - \frac{x-a}{u} \right)}.$$

Avec les valeurs adoptées pour R et C ($R = 10\,000$ ohms ; $C = 2 \cdot 10^{-4}$ μF) et pour $u = 5 \cdot 10^5$ cm./sec., on a ainsi, en confondant l'exponentielle avec les deux premiers termes de son développement :

$$(5.14) \quad \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = \frac{1}{u} \cdot \frac{1 - \frac{2,65}{2 \cdot 10^{-6}} \left(t - \frac{x-a}{u} \right)}{t - \frac{x-a}{u}}.$$

Pour l'argon, à la pression de 760 mm. de mercure, le libre parcours moyen des électrons donné par la théorie cinétique classique est de $3,53 \cdot 10^{-5}$ cm. On en déduit pour θ la valeur :

$$(5.15) \quad \theta = 0,28 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{u} \left[\frac{1 - \frac{2,65}{2 \cdot 10^{-6}} \left(t - \frac{x-a}{u} \right)}{t - \frac{x-a}{u}} \right]$$

On trouve ainsi, pour le point de densité maximum ($x = ut$) (avec $a = 1$ mm.) :

$$(5.16) \quad \theta = 2/100$$

et pour le point situé au milieu du front du nuage ($x = ut + a/2$) :

$$(5.17) \quad \theta = 4,8 \cdot 10^{-2}.$$

On voit ainsi que θ n'est pas négligeable, même aux pressions les plus élevées. *A fortiori*, aux pressions plus basses, l'influence de la diffusion sera plus importante encore, puisque θ varie, comme λ , en raison inverse de la pression du gaz. On ne peut donc espérer que le front du nuage garde une épaisseur de 1 mm. égale à celle de la zone ionisée.

On peut cependant éliminer toute cause d'erreur due à la diffusion en raison du principe même de la méthode de mesure. En effet, au fur et à mesure que le nuage s'étale, dn/dx et par suite θ diminuent. Il arrive donc un moment où θ devient négligeable et où le nuage garde une structure

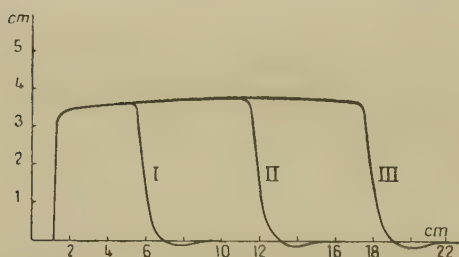


FIG. 10.

permanente. Si le temps d'établissement de ce régime est inférieur au temps de transit correspondant au plus petit trajet des électrons dans la chambre, les enregistrements oscillographiques correspondant aux divers trajets utilisés devront présenter la même loi de décroissance. C'est précisément ce qui est réalisé dans mes expériences, comme on peut s'en rendre compte par l'examen de la figure 10. Sur cette figure sont reproduites trois courbes relevées sur l'oscillographe et correspondant respectivement à des trajets de 3, 6 et 9 cm. L'intensité du champ électrique et la vitesse de balayage sont les mêmes dans les trois cas.

On voit sur la figure que l'étalement du nuage d'électrons est de l'ordre de 8 mm. Dans le cas le plus défavorable, cet étalement ne dépasse jamais 20 mm.

La mesure de la vitesse de transit s'effectuera, en définitive, en considérant la quantité dont se déplace dans son ensemble, d'une expérience à

une autre, la discontinuité de la courbe $i = f(t)$ comme représentant le temps mis par les électrons pour parcourir la différence des trajets correspondants.

6° ETABLISSEMENT DU RÉGIME STATIONNAIRE. — J'ai admis que les électrons secondaires commençaient leur parcours dans la chambre avec une énergie cinétique négligeable. Entre deux chocs successifs les électrons sont accélérés par le champ électrique et bénéficient d'un gain d'énergie. A chaque choc, ils perdent en moyenne une fraction bien déterminée de leur énergie globale.

Il en résulte qu'au début de leur parcours, l'énergie des électrons va en augmentant, et cela jusqu'à ce que la fraction perdue à chaque choc compense l'apport moyen fourni par le champ sur un libre parcours. Il s'écoule donc un certain temps avant que le régime stationnaire soit établi et que les électrons possèdent une énergie moyenne et par suite une vitesse de transit constantes.

On établit facilement la loi suivante pour l'augmentation de l'énergie moyenne des électrons en fonction du chemin parcouru x :

$$(5.18) \quad \bar{\varepsilon} = \frac{eE}{b} \cdot \frac{e^{2bx} - 1}{e^{2bx} + 1},$$

b est une constante définie par la relation, déduite de la théorie cinétique :

$$(5.19) \quad b^2 = 2,268 f/\lambda^2,$$

où f représente la fraction moyenne de l'énergie perdue à chaque choc. Ce coefficient est égal à $2,66 m/M$, M étant la masse de l'atome de gaz. K. T. Compton ⁽¹⁾ a calculé les valeurs du coefficient b pour différents gaz à différentes pressions et construit les courbes donnant les variations de l'énergie $\bar{\varepsilon}$ en fonction de la distance x pour diverses valeurs de b . C'est ainsi que pour l'argon à la pression de 100 mm. de mercure, le coefficient b est de l'ordre de 20 et que $\bar{\varepsilon}$ atteint sa valeur limite à 10/0 près au bout d'un trajet de 0,13 cm. On trouve un trajet du même ordre de grandeur pour l'azote. Les électrons effectuant dans la chambre un trajet minimum de 3 cm, on voit qu'ils ont atteint depuis longtemps leur énergie limite en arrivant sur l'anode. Les différences de temps mesurées correspondent bien toujours à des trajets effectués entièrement avec la vitesse de transit limite.

7° ÉTUDE DU COURANT DANS LE CIRCUIT DE LA CHAMBRE A IONISATION. — Le circuit de la chambre à ionisation comprend une source de tension continue créant entre les électrodes un champ uniforme et une résistance R

(1) K. T. COMPTON. *Phys. Rev.*, 22, 1923, p. 333.

connectée à l'entrée de l'amplificateur (fig. 11). En l'absence de toute ionisation du gaz les électrodes portent des charges égales à $C.V_0$, si je désigne par C la capacité de la chambre et par V_0 la tension continue.

Dès qu'une tranche du gaz a été ionisée par une impulsion, les ions

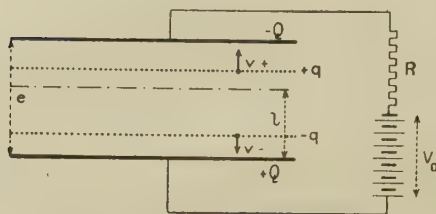


FIG. 11.

produits se déplacent sous l'action du champ ; ils font apparaître par influence des charges électriques sur les électrodes et il en résulte dans le circuit extérieur un certain courant. On peut calculer ce courant en faisant les hypothèses simplificatrices suivantes : on considère que le gaz contient deux couches

planes de charges électriques de signes contraires se déplaçant, les charges positives dans le sens du champ avec la vitesse constante v_+ , les charges négatives en sens inverse du champ avec la vitesse v_- . Chacune de ces couches possède une charge totale q uniformément répartie.

Je désignerai par i le courant dans le circuit extérieur, par Q la charge de l'anode (celle de la cathode étant $-Q$), par V la différence de potentiel entre les électrodes, par S la surface de celles-ci et par e leur distance. J'appellerai enfin l la distance à l'anode de la tranche ionisée par l'impulsion. En écrivant que la différence de potentiel V est égale à la circulation entre les électrodes du champ électrique total (somme du champ créé par les charges fixes des électrodes et du champ produit par les charges en mouvement) on obtient la relation :

$$(5.20) \quad V = \frac{4\pi.Q.e}{S} - \frac{4\pi q}{S} (v_+ + v_-)l = \frac{Q}{C} - \frac{q}{eC} (v_+ + v_-)l.$$

L'intensité $i = dQ/dt$ est donnée immédiatement par l'équation :

$$(5.21) \quad \frac{i}{C} + \frac{R di}{dt} = \frac{q}{eC} (v_+ + v_-).$$

On voit que le courant atteint très rapidement la valeur constante :

$$(5.22) \quad i_1 = \frac{q}{e} (v_+ + v_-).$$

Il conserve cette valeur jusqu'à l'arrivée des électrons sur l'anode qui s'effectue au temps $\tau = l/v_-$. A partir de ce moment, les charges positives étant seules en mouvement, le courant tombe évidemment à la valeur :

$$(5.23) \quad i_2 = \frac{q}{e} .(v_+).$$

Ce courant i_2 qui est environ mille fois plus petit que i_1 subsiste jusqu'à l'arrivée sur la cathode des ions positifs.

On voit facilement que l'établissement du courant i_1 et le passage de i_1 à i_2 se font avec la constante de temps classique C.R. La capacité propre de la chambre étant de l'ordre de quelques unités électrostatiques, pour une résistance R égale à 10000 ohms par exemple, cette constante de temps est inférieure à 10^{-7} sec, donc pratiquement négligeable.

En résumé, on a un courant constant tant que les électrons se déplacent et ce courant tombe brusquement à 0 quand les électrons atteignent l'anode.

Dans la pratique, les hypothèses simplificatrices que j'ai faites ne sont pas réalisées : les nuages d'ions ne sont pas infiniment minces et leur densité n'est pas uniforme ; d'autre part, leurs dimensions latérales restent limitées et varient par diffusion au cours du temps. Toutefois, il est certain que l'arrivée des électrons se traduit toujours par une discontinuité brusque du courant dans le circuit de la chambre, et l'expérience prouve que ce courant reste très sensiblement constant pendant le transit des électrons.

8° INFLUENCE DE LA CHARGE INDUITE. — J'ai admis que les ions se déplaçaient entre les électrodes sous l'action du champ créé par la différence de potentiel V_0 , autrement dit j'ai supposé négligeable l'action du champ dû aux ions eux-mêmes ainsi qu'aux charges qu'ils développent par influence sur les électrodes. Si on calcule la charge Q portée par l'anode, on trouve qu'au temps τ où les électrons l'atteignent, elle est très sensiblement égale à :

$$(5.24) \quad Q = CV_0 + \frac{q}{e} (v_+ + v_-)\tau = CV_0 + i_1\tau.$$

Dans cette expression, CV_0 représente la charge due à la différence de potentiel extérieure qui crée le champ constant, et $i_1\tau$ la charge induite. Il s'agit de voir si cette dernière charge est négligeable devant la première.

La vitesse de transit des électrons dans l'argon est de l'ordre de 5.10^3 cm./sec, pour une valeur du rapport de l'intensité du champ à la pression égale à 1 (le champ étant mesuré en volts/cm. et la pression en millimètres de mercure). Pour une pression de 100 mm., il faut donc pour atteindre cette vitesse un champ de 100 volts/cm., ce qui correspond à une différence de potentiel de 1200 volts entre les électrodes ($e = 12$ cm.). Avec des électrodes circulaires de 9 cm. de diamètre, on a alors :

$$(5.25) \quad CV_0 = 5.10^{-10} \text{ coulomb.}$$

L'expérience montre que, dans ces conditions le courant i_1 est de l'ordre de 2.10^{-7} ampères. Le temps de transit τ correspondant au trajet maximum qui est de 10 cm. environ est alors de 2.10^{-6} sec et on a :

$$(5.26) \quad i_1\tau = 4.10^{-12} \text{ coulomb.}$$

La charge induite est donc inférieure au 1/100 de la charge constante. On peut donc légitimement négliger son action sur la vitesse de transit des électrons.

CHAPITRE VI

AMPLIFICATEUR ET BASE DE TEMPS

Problème de l'amplification. — Le signal à amplifier est la tension V existant aux bornes de la résistance R_0 intercalée dans le circuit de la chambre à ionisation. Cette tension prend de façon pratiquement instantanée la valeur suivante déduite de la relation (5.22) :

$$(6.1) \quad V = R_0 i_1 = R_0 \cdot \frac{q}{e} (v_+ + v_-).$$

Elle la conserve pendant le temps τ que dure le transit des électrons dans la chambre puis tombe pratiquement à 0 pendant le temps τ' mis par le nuage d'électrons à être capté par l'anode. L'étalement étant de l'ordre de 1 cm., je prendrai : $\tau' = \frac{1}{v_-}$. Un tel signal se reproduit à la fréquence de

50 par seconde. L'amplification de signaux rectangulaires de ce type est un problème classique dans la technique de la télévision. L'amplificateur doit avoir un gain uniforme dans une bande de fréquences d'autant plus

large que le signal présente des discontinuités plus rapides. D'autre part, plus la bande uniformément amplifiée est large, plus le gain par étage est réduit. Le signal à la sortie de l'amplificateur devant avoir une amplitude de l'ordre de 40 à 100 volts pour permettre des pointés faciles sur l'écran du tube oscillographique, on voit immédiatement que le gain de l'amplificateur devra être d'autant plus grand que la vitesse v_- des électrons est plus petite.

Par contre, plus cette vitesse est petite, plus

le temps de décroissance du signal est grand et par conséquent plus la bande à transmettre uniformément est réduite; on voit ainsi que les exigences relatives au gain et à la bande transmise sont compatibles, mais qu'il faudra modifier les caractéristiques de l'amplificateur suivant le domaine des valeurs de v_- à mesurer.

J'ai utilisé un amplificateur à trois étages constitués par des pentodes EF 50. Le montage de chaque étage est schématisé sur la figure 12 (1); il

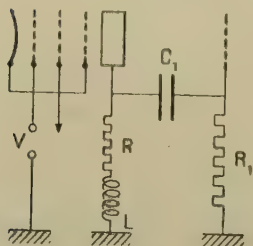


FIG. 12.

(1) C. H. SMITH. *World Radio*, 8 juin 1934, 834; J. SAPHORES. *Bull. de la Société Française des Electriciens*, n° 83, nov. 1937.

diffère de celui de l'amplificateur à résistance classique par l'introduction dans l'impédance de charge de chaque lampe d'une self L en série avec la résistance R . Cette self provoque avec la capacité parasite qui shunte l'impédance de charge un phénomène de résonance sur une fréquence suffisamment élevée pour compenser dans le domaine des hautes fréquences, la perte de gain due à la capacité parasite.

On voit aisément que, si la capacité de liaison C_1 est beaucoup plus grande que la capacité grille-cathode du second tube et si la résistance R_1 reste beaucoup plus grande que $\frac{1}{\omega C_1}$, le schéma de la figure 12

est équivalent à celui de la figure 13, où R_i représente la résistance interne du tube et C la capacité parasite totale, somme de la capacité plaque-suppressor de la première

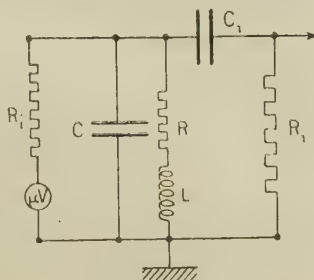


FIG. 13.

lampe, de la capacité grille-cathode de la seconde et des capacités des connections par rapport à la masse. Cette capacité parasite est une constante de l'amplificateur qu'on s'efforce de réduire au minimum par un choix judicieux des tubes et une construction soignée. Dans l'amplificateur que j'ai utilisé, elle était de l'ordre de $20 \mu\text{F}$.

On pourrait déterminer les caractéristiques à donner à l'amplificateur en décomposant le signal en série de Fourier et en déterminant la bande de fréquence à transmettre pour que la distorsion introduite par l'amplification n'excède pas une limite admissible. Il est plus commode de se baser sur la réponse $e_{(t)}$ de l'amplificateur au signal unité d'Heaviside, c'est-à-dire à une tension d'amplitude constante égale à l'unité appliquée brusquement au temps 0, ce qui ressemble beaucoup au début et à la fin du signal étudié. Mac Lachlan ⁽¹⁾ a appliqué à cette étude la méthode du calcul opérationnel et trouvé le résultat suivant, relatif à un seul étage :

$$(6.2) \quad e_{(t)} = s.R \left[e^{-t/R_1 C_1} - \frac{e^{-\frac{Rt}{2L}}}{K \sqrt{1 - \frac{K^2}{4}}} \sin \left(\omega_0 \sqrt{1 - \frac{K^2}{4}} t + \theta \right) \right].$$

Dans cette relation, s représente la pente du tube et les autres grandeurs ont les significations suivantes :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad K = \omega_0 RC = \frac{R}{L\omega_0} \quad \theta = \arctg \frac{K \sqrt{1 - \frac{K^2}{4}}}{\frac{K^2}{2} - 1}.$$

ω_0 représente la pulsation de résonance du circuit L, R, C .

Le second terme du crochet représente le régime transitoire d'établissement.

⁽¹⁾ N. W. MAC LACHLAN. *Phil. Mag.*, 22 (1936), 481.

ment du signal amplifié, le premier représente la décroissance lente de ce signal due à la capacité de liaison. La constante de temps $R_1 C_1$ étant égale à $5 \cdot 10^{-3}$ sec. et la plus grande durée de signal étudiée étant de $0,25 \cdot 10^{-3}$ sec. on peut dans tous les cas confondre ce premier terme avec l'unité. L'allure de la réponse $e(t)$ au signal unité dépend essentiellement de la valeur du paramètre K . La figure 14 représente une famille de courbes donnant $e(t)$ en fonction de $\frac{t}{2\pi RC}$ pour différentes valeurs de K . L'examen de cette figure permet de choisir la valeur à donner au paramètre K pour que le signal amplifié atteigne le plus rapidement possible sa valeur limite. J'ai pris $K = 1,41$.

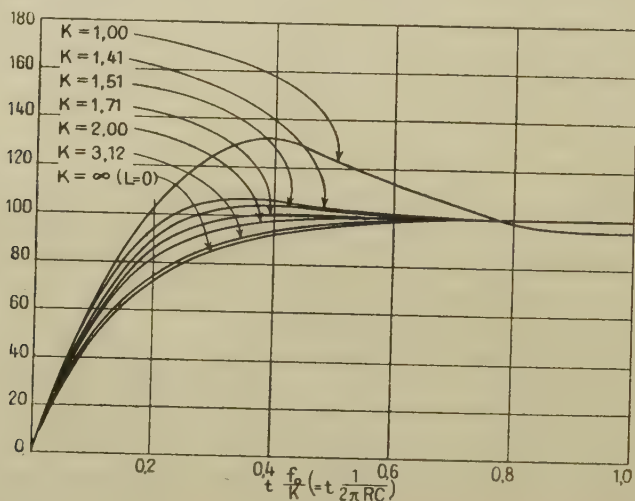


FIG. 14.

L'étude de la réponse à un signal sinusoïdal montre que, avec cette valeur de K , le gain de l'étage reste constant à 2 0/0 près jusqu'à une pulsation égale à $0,7 \omega_0$ environ.

Dans le cas de plusieurs étages, le temps d'établissement du régime permanent est augmenté. Bedford et Fredendall ⁽¹⁾ ont construit les courbes de réponse au signal unité pour des amplificateurs à nombre d'étages croissant et pour diverses valeurs de K . Pour trois étages et avec $K = 1,41$, on trouve ainsi que le temps nécessaire à l'établissement du signal est de l'ordre de $0,6/f_0$, f_0 étant la fréquence de résonance $\omega_0/2\pi$. Si ce temps est petit devant le temps τ' de décroissance du signal à amplifier, la distorsion de cette partie de la courbe pourra être négligée. On peut d'ailleurs remarquer que l'influence d'une distorsion de la partie décroissante du signal est beaucoup réduite par le principe même de la mesure qui consiste à

⁽¹⁾ A. V. BEDFORD et G. L. FREDENDALL. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* (avril 1939), 277.

déterminer le déplacement global de cette portion de la courbe quand on fait varier le trajet des électrons. J'ai pris comme condition de distorsion admissible $0,6/f_0 = \tau/5$ ou encore $\tau/f_0 = 3$.

Cette condition fixe dans chaque cas la pulsation ω_0 . Des valeurs de C et K(1,41) on déduit les valeurs qu'il convient de donner à la résistance R et à la self L. Le gain de l'amplificateur est alors déterminé et on en déduit l'amplitude que doit avoir le signal à l'entrée; on choisit la résistance d'entrée R_0 en conséquence. Cette résistance doit satisfaire à la condition que la constante de temps du circuit de la chambre soit négligeable et qu'elle ne soit pas shuntée de façon appréciable par la capacité parasite existant entre la grille de la première lampe et la masse.

Voici un exemple. Pour une vitesse des électrons de $5 \cdot 10^5$ cm./sec. et un trajet de 10 cm. la durée du signal est de 20 micro-secondes et le temps de décroissance de 2 micro-secondes. La condition de distorsion admissible $\tau/f_0 = 3$ fixe la fréquence f_0 à 1,5 mégacycle. En d'autres termes l'amplificateur doit avoir un gain indépendant de la fréquence jusqu'à une fréquence de 1,05 mégacycle. La valeur de K étant prise égale à 1,41 et la capacité C étant de 20 μF , la relation : $K = R \cdot C \cdot \omega_0$ fixe la valeur de R; on trouve ainsi $R = 7\,500$ ohms. Quant à la valeur de la self L on la déduit de la relation $L \cdot C \omega_0^2 = 1$, ce qui donne : $L = 0,55$ mH. La lampe utilisée ayant une pente de 6,5 mA/V le gain par étage sera de 48, ce qui correspond, pour 3 étages, à un gain total de 100 000 environ. Pour avoir à la sortie une tension amplifiée de 100 volts, il est donc nécessaire d'avoir à l'entrée une tension de l'ordre de 1 millivolt. L'expérience montre que la charge q qui figure dans l'expression du courant i_1 donnée par la relation (5.22) est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-12}$ coulomb. Avec $e = 10$ cm. et $v_- = 5 \cdot 10^5$ on en déduit que l'intensité du courant i_1 est de $2,5 \cdot 10^{-7}$ ampère environ. On doit, dans ces conditions, donner à la résistance R_0 du circuit d'entrée une valeur de l'ordre de 4 000 ohms. La capacité existant entre la grille du premier tube et la masse est de l'ordre de 5 μF , ce qui correspond, pour la fréquence maximum de 1 mégacycle à une impédance de 32 000 ohms. qui ne shunte pas de façon très sensible la résistance R_0 .

Mesure du temps de transit des électrons. — Cette mesure s'effectue en pointant sur l'écran du tube oscillographique les instants de la production des électrons et de leur arrivée sur l'anode. Ce temps de transit est compris entre 3 et 200 micro-secondes environ. Le temps mis par le spot de l'oscillographe pour traverser l'écran dans son mouvement de balayage doit donc pouvoir varier entre quelques micro-secondes et quelques centaines de micro-secondes. En outre, pour rendre commode l'interprétation des résultats, le déplacement horizontal du spot à partir de sa position origine doit être, dans toute la mesure du possible, proportionnel au temps. Pour obtenir ce résultat, on applique entre les plaques de déflexion horizontale du tube la différence de potentiel existant entre les armatures d'un condensateur chargé par le courant anodique d'une pen-

tode saturée. Le montage de la base de temps est schématisé par la figure 15. La capacité C est constituée par deux condensateurs identiques en série, avec point milieu à la masse, de sorte que l'attaque des plaques X_1 et X_2 de l'oscillographe se fait symétriquement par rapport à la masse, ce qui a pour effet de supprimer certaines distorsions du spot. La capacité C peut prendre trois valeurs différentes voisines respectivement de 5 000, 2 000 et 500 μF . Elle est chargée par une source de tension constante de 300 volts à travers une pentode 6K7. Elle peut se décharger à travers la résistance R' de 200 ohms, cette décharge étant commandée par le thyatron T (Tube 4686). La tension existant aux bornes de C est transmise aux plaques X_1 et X_2 à travers une capacité C' de 4 μF . Enfin, on peut appliquer à ces plaques, à travers deux résistances $R/2$ de 5 mégohms une tension continue réglable, dite tension de cadrage, destinée à placer l'origine du balayage à un endroit bien déterminé de l'écran

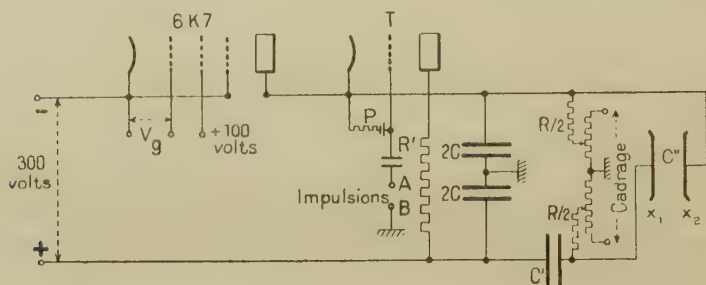


FIG. 15.

du tube, pour utiliser au maximum la largeur de celui-ci. Si on désigne par C'' la capacité propre des plaques de l'oscillographe, le fonctionnement de l'ensemble peut s'expliquer comme suit :

Je suppose qu'à l'instant 0, les capacités C , C' et C'' étant déchargées, on applique la tension V_0 de 300 volts. Cette tension se trouve reportée instantanément entre l'anode et la cathode de la 6K7. Les potentiels de grille et d'écran (100 volts) de ce tube étant fixés, il débite un courant qui charge les capacités C et C'' en parallèle (la capacité C' étant très grande devant C'' , l'ensemble de C' et C'' en série est équivalent à C''). Au fur et à mesure de la charge, la tension aux bornes de C augmente et la tension aux bornes du tube diminue, mais le courant de charge reste constant tant que la tension sur l'anode ne tombe pas à une valeur sensiblement inférieure au potentiel d'écran. Dans ces conditions, la tension aux bornes de C augmente proportionnellement au temps jusqu'à la valeur de l'ordre de 200 volts nécessaire à la traversée complète de l'écran. La vitesse de balayage est évidemment proportionnelle au courant de saturation de la 6K7 et inversement proportionnelle à la capacité C . On peut la faire varier dans de très larges limites en modifiant soit la valeur de C ,

soit la polarisation-grille de la pentode. Voici les valeurs extrêmes que j'ai utilisées : 1° $C = 500 \mu\text{F}$; polarisation-grille : 0, courant de saturation : 13 mA, durée de traversée de l'écran : 8,6 micro-secondes. 2° $C = 5000 \mu\text{F}$; polarisation-grille : $-10,5$ volts ; courant de saturation : 2,5 mA ; durée de traversée de l'écran : 500 micro-secondes. Quand la charge des capacités C et C'' est terminée, le courant de charge s'annule. On peut remarquer que la capacité C'' se décharge alors dans la résistance R , mais on voit facilement que cette décharge s'effectue avec la constante de temps $R.(C' + C'')$ (c'est-à-dire pratiquement $R.C'$) qui vaut 40 secondes ($R = 10$ mégohms ; $C' = 4 \mu\text{F}$). En fait, bien avant que cette décharge ait commencé de façon appréciable une impulsion très brève de quelques dizaines de volts vient rendre positive la grille du thyatron T normalement bloquée par la pile de polarisation P . La capacité C se décharge alors dans la résistance R' avec une constante de temps qui est au maximum de l'ordre de la microseconde. Dès que cette décharge est terminée, la grille du thyatron reprend son pouvoir de contrôle et la charge du condensateur C recommence. On réalise bien ainsi un balayage dont la fréquence est celle des impulsions de déclenchement. Ces impulsions sont identiques à celles qui servent à déclencher les impulsions de rayons X, les bornes A et B de la base de temps étant reliées directement aux bornes de sortie du générateur auxiliaire d'impulsions décrit au chapitre II. De cette façon, l'impulsion de rayons X et le déclenchement du balayage sont rigoureusement synchrones.

On pourrait étalonner la base de temps en mesurant, pour chaque valeur de la tension-grille de la pentode, la valeur du courant-plaque ; on en déduirait le temps nécessaire pour charger la capacité C à la tension correspondant à un déplacement déterminé du spot sur l'écran. On obtient une précision beaucoup plus grande en prenant comme unité de temps la fréquence de vibration d'un quartz piézo-électrique. J'ai utilisé pour ces mesures les étalons de fréquence du Laboratoire National de Radioélectricité, obligeamment mis à ma disposition par M. Decaux à qui j'exprime

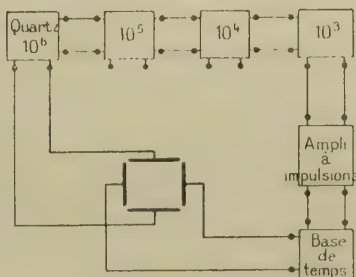


FIG. 16.

ici mes remerciements. La fréquence de base est celle d'un quartz effectuant 10^6 vibrations par seconde (à moins de $1/10000$ près). On peut appliquer aux plaques de déviation verticale de l'oscillographe, soit cette tension de 1 mégacycle, soit une tension dont la fréquence est un sous-multiple exact de 1 mégacycle, par exemple, 500, 100, 50, 25, 10 kilocycles, etc. Pour obtenir sur l'écran de l'oscillographe une sinusoïde parfaitement stable, il est indispensable que le balayage s'effectue à une fréquence sous-multiple de celle de la tension étudiée et présente avec

celle-ci une relation de phase bien déterminée. Le montage est schématisé sur la figure 16. Dans la succession des démultiplicateurs de fréquence qui permettent de passer de celle du quartz étalon aux fréquences les plus basses, on prélève, d'une part une tension sinusoïdale convenablement choisie suivant la vitesse du balayage, que l'on applique aux plaques de déviation verticale; d'autre part une tension sinusoïdale à la fréquence 1 000. Un amplificateur spécial donne à partir de cette tension des impulsions très brèves de même fréquence qui servent à déclancher le balayage. On peut ainsi, pour chaque couple de valeurs des paramètres qui fixent la vitesse de balayage, tracer une courbe en portant en abscisses les longueurs mesurées sur l'écran de l'oscillographe et en ordonnées les temps mis par le spot pour les parcourir.

CHAPITRE VII

PURIFICATION DES GAZ ET REMPLISSAGE DES CHAMBRES A IONISATION

DESCRIPTION DES CHAMBRES A IONISATION. — J'ai utilisé pour mes mesures deux types de chambre dans lesquelles les longueurs des trajets du faisceau de rayons X étaient respectivement de 9 cm. et de 22 cm. Je n'employais la seconde que pour des pressions du gaz de l'ordre de 50 à 100 mm. de mercure, la raréfaction du gaz rendant, dans ce cas, l'absorption des rayons X sur une longueur de 9 cm. légèrement insuffisante pour avoir sur l'écran de l'oscillographe une impulsion d'amplitude convenable.

La première chambre est un cylindre de pyrex de 12 cm. de diamètre environ. La figure 17 en représente une vue schématique en coupe. Les électrodes sont des disques d'acier de 9 cm. de diamètre et de 2 mm. d'épaisseur, munis d'anneaux de garde de même métal; leur distance est de 12 cm. Dans des plans équidistants parallèles à ceux des électrodes sont disposés quatre anneaux d'aluminium ayant exactement les mêmes dimensions que les anneaux de garde. Les électrodes et tous les anneaux ont un axe commun qui coïncide avec celui de la chambre. Chacun des six anneaux est maintenu en place par trois tiges de tungstène scellées dans la paroi de la chambre. Le rôle des anneaux est d'assurer l'uniformité du champ électrique régnant entre les électrodes. Pour cela ils sont reliés électriquement, à l'extérieur de la chambre, par un système de résistances (de l'ordre de quelques mégohms). Par un

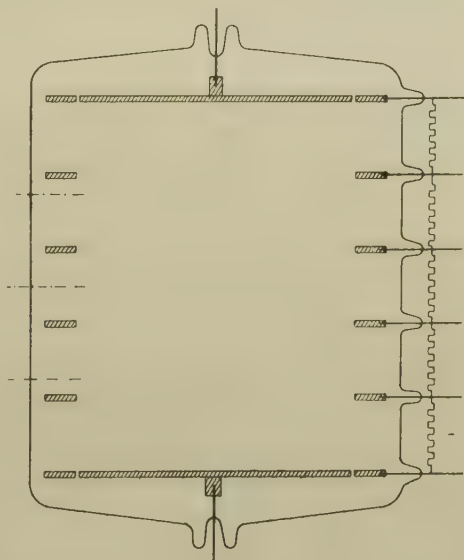


FIG. 17.

Le rôle des anneaux est d'assurer l'uniformité du champ électrique régnant entre les électrodes. Pour cela ils sont reliés électriquement, à l'extérieur de la chambre, par un système de résistances (de l'ordre de quelques mégohms). Par un

choix convenable de ces résistances, chaque anneau se trouve ainsi porté, par rapport à la cathode, à un potentiel proportionnel à sa distance à cette électrode.

Dans la paroi de la chambre sont percées trois ouvertures circulaires de 4 mm. de diamètre dont les centres sont sur une même génératrice du cylindre. Elles sont fermées par des fenêtres d'aluminium d'épaisseur égale à 1/100 de millimètre collées au glyptal. Cette substance se polymérise lentement par une cuisson prolongée (plusieurs jours) à l'étuve à des températures croissant progressivement pour atteindre 180° C. Après polymérisation, elle constitue une colle extrêmement adhérente, insoluble dans la plupart des solvants usuels, n'ayant à froid aucune tension de vapeur décelable, et qui permet, sans que les fenêtres se décollent, de porter l'ensemble de la chambre préalablement vidée à 200° C. et de chauffer les électrodes au rouge naissant par passage d'une décharge.

En déplaçant la chambre parallèlement à son axe maintenu vertical, on peut amener successivement l'axe de chacune des trois fenêtres à coïncider avec le rayon moyen du pinceau très étroit de rayons X émis par le tube dans une direction horizontale. On peut ainsi donner à la longueur du trajet parcouru par les électrons dans le sens du champ les trois valeurs suivantes :

$$l_1 = 3,06 \text{ cm.} \quad l_2 = 6,03 \text{ cm.} \quad l_3 = 8,89 \text{ cm.}$$

La seconde chambre a la forme d'un cylindre de pyrex de 33 cm. de long et de 11,3 cm. de diamètre, ouvert à une de ses extrémités et

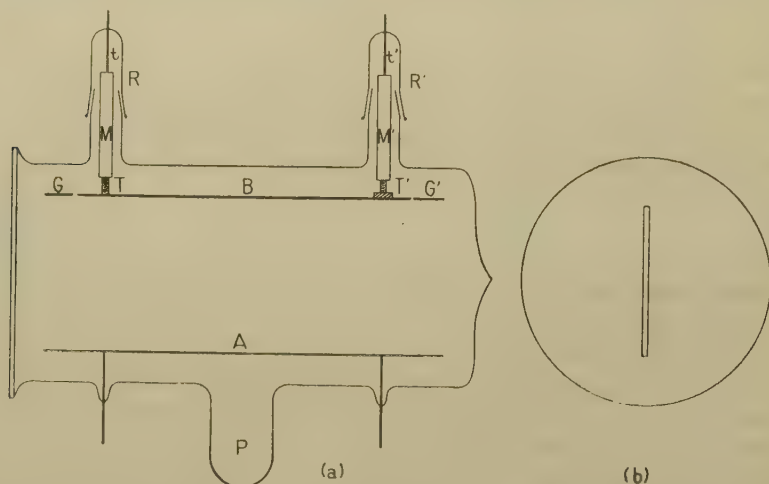


FIG. 18.

terminé par un rodage plan. L'axe de ce cylindre est horizontal (fig. 18 a). Les électrodes ont la forme de deux rectangles de laiton de 26 cm. de long sur 4 cm. de large.

L'électrode inférieure A est fixe. L'électrode supérieure B est supportée par deux tiges filetées T et T' engagées dans deux manchons taraudés M et M' solidaires des tiges de tungstène *t* et *t'* scellées dans les pièces femelles des rodages R et R'. En tournant simultanément ces deux pièces, on déplace l'électrode B parallèlement à A. On peut ainsi régler exactement le parallélisme des deux électrodes et faire varier leur distance entre 0 et 10 cm. Ce réglage étant effectué, les rodages R et R' sont scellés à la picéine. Afin d'éliminer l'effet perturbateur des bords sur le champ électrique, deux bandes G et G' de 2 cm. de largeur aux extrémités de B sont isolées du corps de l'électrode et font office d'anneau de garde. Elles sont reliées électriquement à la tige T' qui est isolée de B. La partie principale de cette électrode est connectée électriquement à l'extérieur de la chambre par l'intermédiaire de T, M et *t*. La chambre est fermée à sa partie antérieure par un disque de duralumin de 16 cm. de diamètre et de 2 mm. d'épaisseur scellé à la picéine. Ce disque, représenté de face sur la figure 17 *b*, présente une fente verticale de 95 mm. de longueur et 3 mm. de largeur fermée par une feuille d'aluminium de 1/100 de millimètre d'épaisseur. On voit immédiatement que ce dispositif permet de faire varier de façon continue le trajet des électrons dans la chambre. Enfin, le piège P, placé à la partie inférieure de la chambre, permettrait, le cas échéant, de condenser, par immersion dans un mélange d'acétone et de neige carbonique à -80°C. , les traces de gaz dégagées par les joints picéinés. Cette précaution s'est d'ailleurs avérée inutile.

PURIFICATION DES GAZ. — Le dispositif que j'ai utilisé pour purifier les gaz étudiés (Argon, Oxygène et Azote) et en remplir les chambres est représenté schématiquement sur la figure 19. Il comporte essentiellement :

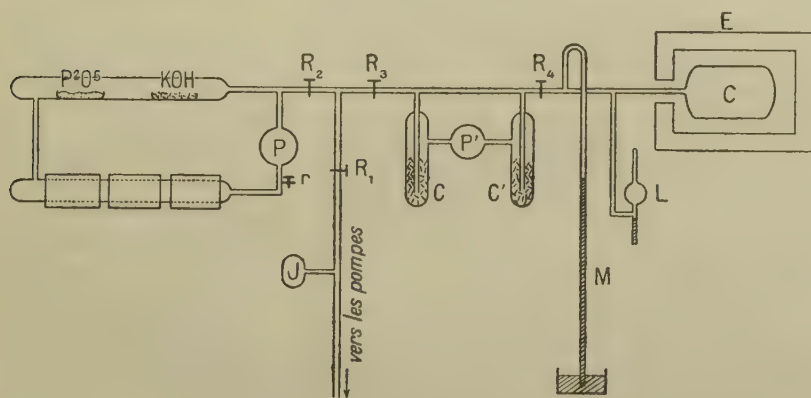


FIG. 19.

1° Un groupe de pompage constitué par une pompe à palettes, une pompe à vapeur de mercure à 3 étages et une jauge à ionisation J.

2° Un circuit de purification chimique constitué par des tubes de pyrex contenant divers réactifs : potasse caustique en pastilles, anhydride phosphorique, cuivre en tournures, calcium en rapures, oxyde de cuivre en poudre. Ces trois derniers réactifs peuvent être chauffés par des fours électriques. Ce circuit est fermé par la pompe à circulation P d'un type spécial que je décrirai plus loin.

3° Un circuit de purification physique constitué par les deux pièges C et C' contenant du charbon actif et la pompe à circulation P' identique à P.

4° La chambre à remplir C placée dans l'étuve E. Le manomètre à mercure M permet de mesurer la pression de l'argon ou de l'azote, qui est de l'ordre de 50 à 760 mm. de mercure. La jauge de MacLeod L sert à la mesure de la pression de l'oxygène qui est de l'ordre de quelques millimètres de mercure.

Ces divers compartiments sont séparés par les robinets R₁, R₂, R₃ et R₄. Le robinet r permet en outre d'introduire le gaz à purifier dans le circuit chimique.

LES POMPES A CIRCULATION. — Elles s'inspirent, dans leur principe, de celles utilisées par E. L. Harrington (¹). La figure 20 en donne un schéma. La circulation du gaz est assurée par la rotation d'un tube de pyrex de

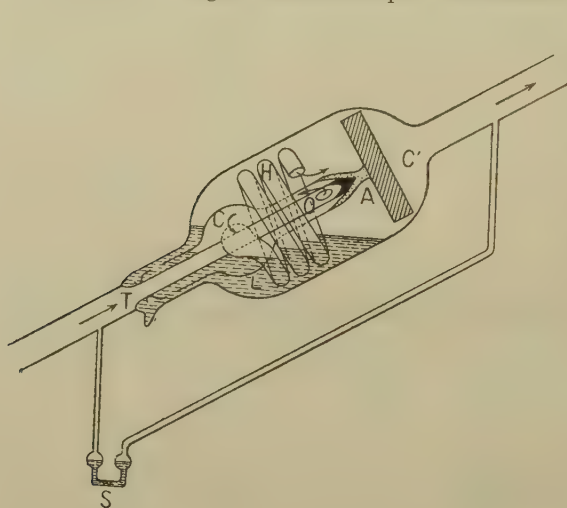


FIG. 20.

forme hélicoïdale H partiellement immergé dans un liquide L. L'appareil fonctionne comme une vis d'Archimède avec cette différence qu'ici le liquide ne sert qu'à faire monter dans la vis les bulles de gaz. Celui-ci pénètre dans la pompe par un tube central T présentant une ouverture O à sa partie supérieure. L'extrémité de ce tube, fermée en pointe, sert de pivot à la partie tournante de l'appareil.

Le gaz passe par l'ouverture O dans la chambre C du rotor, puis est entraîné par le liquide dans la chambre C' d'où il passe dans le reste du circuit.

(¹) E. L. HARRINGTON, *Rev. of Scient. Instr.*, 3 (1932), 476.

La partie inférieure du rotor présente un étranglement destiné à en assurer le centrage sur le tube T et deux ouvertures facilitant le passage du liquide de C dans C'. Une soupape S a pour objet d'éviter, qu'au moment du remplissage, une surpression dans la chambre C ne refoule le liquide jusqu'à l'ouverture O d'où il s'écoulerait dans le tube T.

La rotation de la partie tournante est assurée par un barreau aimanté A scellé dans un cylindre de pyrex solidaire du rotor. A l'extérieur de la pompe et dans un plan perpendiculaire à son axe sont disposées trois bobines à noyau de fer doux dont les axes font entre eux des angles de 120° . Un commutateur tournant, entraîné par un petit moteur, ferme successivement, à chaque tour, le circuit des 3 bobines (par l'intermédiaire d'interrupteurs à mercure du type Serpi). Un des pôles du barreau A est attiré successivement par chacun des noyaux des bobines et imprime à la partie mobile de la pompe un mouvement de rotation de vitesse égale à celle du commutateur. Celle-ci est un peu supérieure à un tour/seconde.

Le liquide utilisé dans la pompe du circuit chimique est de l'acide sulfurique pur qui sert en outre à dessécher le gaz. Dans le circuit physique j'ai employé le phtalate de butyle en raison de sa tension de vapeur extrêmement basse.

Ce genre de pompe présente sur les trompes à chute de mercure l'avantage d'un débit beaucoup plus grand et surtout celui de ne pas introduire constamment dans le circuit un liquide venant de l'extérieur. Les appareils que j'utilise sont en effet entièrement scellés et ne comportent ni robinets ni joints d'aucune sorte. Si on les compare aux pompes à condensation de vapeur de mercure, ils ont l'avantage de ne comporter ni système de chauffage, ni réfrigérant, ni piège à air liquide et de ne pas produire de vapeurs. On peut les laisser fonctionner sans aucune surveillance, car leur arrêt accidentel ne fait qu'interrompre la circulation du gaz sans aucune conséquence fâcheuse. Une particularité intéressante que ne possède aucun autre type de pompe est leur réversibilité. Il suffit en effet d'inverser le sens de rotation du rotor pour inverser le sens de circulation du gaz. Ceci peut être utile pour certaines applications. Je signale enfin qu'on peut les utiliser pour faire circuler des gaz qui attaquaient le mercure.

MARCHE D'UNE OPÉRATION DE REMPLISSAGE. — Avant toute opération de remplissage, on fait le vide dans tout l'appareil et on dégaze les réactifs du circuit chimique (Cu, CuO et Ca) ainsi que le charbon actif des pièges C et C' par chauffage prolongé sous vide. On utilise pour chauffer C et C' deux petits fours électriques auxiliaires. En même temps, on chauffe la chambre à remplir à une température voisine de 200° C. pour en dégazer les parois. Ce dégazage terminé, on réalise dans tout l'appareil un vide de l'ordre de 10^{-6} mm. de mercure. On isole alors le circuit chimique et on y introduit une certaine quantité de gaz ; on met en fonctionnement la pompe de circulation P et on chauffe ceux des réactifs qui sont utiles pour la purification du gaz étudié. S'il s'agit d'oxygène, on ne chauffe que

l'oxyde de cuivre destiné à absorber les traces d'hydrogène. Pour l'azote, on chauffe à la fois CuO et la tournure de cuivre qui absorbe l'oxygène. Enfin pour l'argon on utilise les trois réactifs, le calcium absorbant à la fois l'oxygène et l'azote. Dans tous les cas, le gaz circule en outre sur de la potasse caustique, de l'anhydride phosphorique et barbote dans l'acide sulfurique pur de la pompe. Ce premier stade de l'opération nécessite de 5 à 7 heures. Quand il est terminé, on introduit dans la chambre une quantité de gaz pur suffisante pour faire jaillir entre les électrodes une décharge débitant environ 1 ampère sous une différence de potentiel de 800 à 1 000 volts. Une à deux minutes de ce régime suffisent pour porter les électrodes au rouge sombre. On arrête la décharge et on fait à nouveau dans le circuit physique et la chambre un vide très poussé. On isole alors la chambre et le groupe de pompage (en fermant les robinets R_1 et R_4) et on met en communication les circuits chimique et physique. Une partie du gaz se répand dans ce dernier circuit que l'on isole en fermant R_3 . On met en marche la pompe P' et on immerge les deux pièges C et C' dans l'azote liquide (si on purifie de l'argon ou de l'oxygène) ou dans l'oxygène liquide (s'il s'agit d'azote). Dans le premier cas, l'argon ou l'oxygène sont rapidement et totalement adsorbés (ainsi que le krypton, le xénon et les impuretés non volatiles); l'hélium, le néon et l'azote restent libres et peuvent être éliminés par pompage. Dans le second cas, au contraire, l'azote reste libre et seules les impuretés moins volatiles sont adsorbées; il suffit alors d'ouvrir le robinet R_4 et de remplir la chambre à la pression désirée, pression que l'on mesure au manomètre M à l'aide d'un cathétomètre. Dans le cas de l'oxygène et de l'argon, on réchauffe les pièges C et C' de -193°C. à -80°C. en remplaçant l'azote liquide par un mélange de neige carbonique et d'acétone ou par de l'acétone refroidie par évaporation d'azote liquide. Le charbon abandonne l'oxygène ou l'argon occlus, les impuretés et, le cas échéant, le krypton et le xénon restant adsorbés. On peut alors remplir la chambre à la pression désirée. Dans tous les cas, la chambre, remplie de gaz à une température et sous une pression bien déterminées, est finalement scellée, les conditions dans lesquelles s'effectuent les mesures de mobilité ne permettant pas de la laisser sur le banc de remplissage.

CHAPITRE VIII

MONTAGE D'ENSEMBLE ET MARCHE D'UNE EXPÉRIENCE DE MESURE

La nécessité de protéger l'amplificateur et son circuit d'entrée contre les parasites produits par le fonctionnement du montage à impulsions oblige à enfermer la chambre, l'amplificateur et les sources d'alimentation dans un blindage parfaitement continu. L'ensemble du montage est représenté schématiquement sur la figure 21. La chambre C et l'amplificateur A sont placés dans une boîte de dimensions : $80 \times 60 \times 30$ cm.

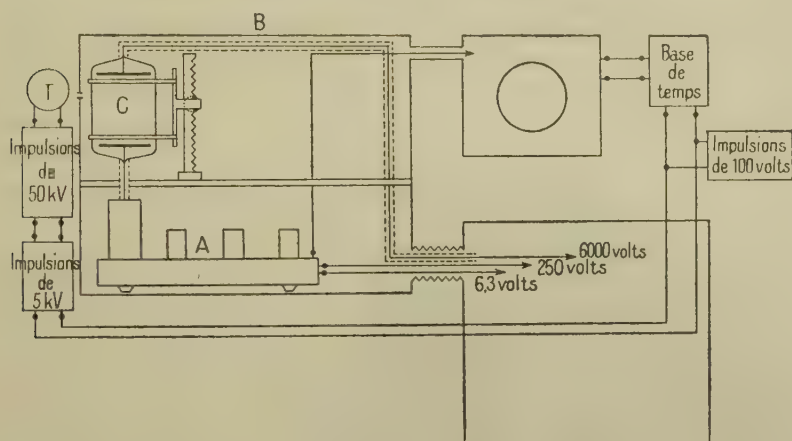


FIG. 21.

constituée par des plaques de tôle d'acier vissées sur un bâti en cornières d'acier soudées. Les accumulateurs servant à l'alimentation de l'amplificateur et les piles fournissant la tension appliquée à la chambre sont enfermés dans une caisse de bois recouverte d'une feuille de cuivre rouge et fermée par un couvercle d'aluminium vissé. Cette caisse communique avec la boîte par un joint métallique flexible du type silphon par lequel passent les fils de connection. Un second joint flexible fait communiquer la boîte de l'amplificateur avec une seconde boîte de construction analogue contenant le tube oscillographique O. Les rayons X émis par le tube T pénètrent dans le blindage à travers une fenêtre d'aluminium

de $1/100$ de millimètre d'épaisseur ménagée dans la paroi. La seule ouverture que présente cet ensemble de blindages est celle qui permet d'examiner l'écran du tube oscillographique.

La tension appliquée à la chambre est fournie par une batterie de piles dont la force électro-motrice totale est de 3 000 volts. Un jeu d'interrupteurs permet d'augmenter progressivement, de 300 en 300 volts, la tension appliquée. Pour les tensions inférieures à 300 volts, j'ai utilisé une batterie d'accumulateurs.

Il est nécessaire de prévoir un dispositif permettant de déplacer la chambre dans une direction verticale. Pour cela, la chambre à électrodes cylindriques est fixée sur un support à crémaillère solidaire du bâti de la boîte B. Quand on utilise la chambre à électrodes rectangulaires, on la place sur un support de bakélite monté sur quatre vérins solidaires des cornières du bâti. Un cathétomètre est disposé au voisinage immédiat de la chambre et du tube. Il permet de régler l'horizontalité des électrodes de la chambre, d'amener l'axe d'une fenêtre à coïncider exactement avec celui du collimateur placé devant le tube à rayons X et de mesurer avec précision, soit le trajet total des électrons dans une expérience, soit la quantité dont on déplace la chambre quand on amène successivement deux fenêtres différentes devant le collimateur. L'erreur sur chaque pointé n'excédant pas $1/20$ de millimètre, l'erreur absolue sur une mesure de trajet sera au maximum de $1/10$ de millimètre. Il en résulte une erreur relative de $1/300$ sur la mesure d'un trajet de 3 cm. et de $1/600$

sur celle d'un trajet de 6 cm.

La détermination des temps de transit se déduit de la mesure, sur l'écran du tube oscillographique, de la distance séparant l'origine et la décroissance brusque de la courbe $i = f(t)$ dessinée par le spot. Pour mesurer ces distances avec précision, on déplace devant l'écran un index constitué par une

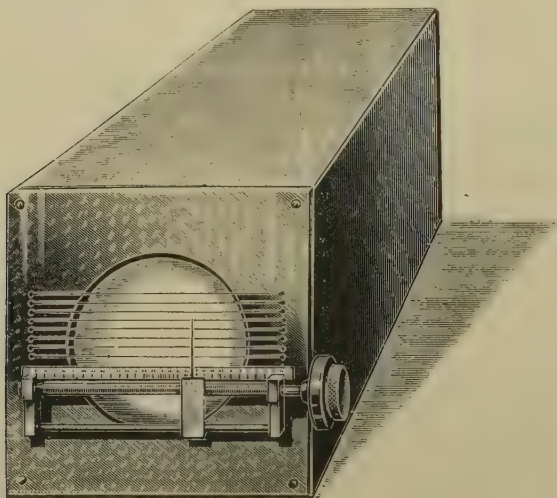


FIG. 22.

lame d'acier très mince portée par un chariot monté sur une vis micrométrique, et guidé par deux glissières (fig. 22). La rotation de la vis micrométrique dont le pas est de 1 mm. s'effectue à l'aide d'un bouton

moleté portant une graduation en dixièmes de millimètre qui défile devant un index. La vis micrométrique est portée par deux paliers solidaires du panneau avant de la boîte contenant le tube. Sur ce même panneau sont fixés une réglette horizontale d'acier graduée en millimètres devant laquelle défile le chariot et un certain nombre de fils d'acier très fins, horizontaux et équidistants. Ces fils permettent, le cas échéant, de repérer les ordonnées de certains points de la courbe. Un dispositif de cadrage vertical permet d'amener le trait horizontal dessiné par le spot en l'absence d'impulsions exactement au-dessous d'un de ces fils. Le dispositif de cadrage horizontal déjà mentionné rend, de son côté, possible le maintien de l'origine du balayage en face d'une division bien déterminée de l'échelle de mesure des distances.

La cause essentielle d'erreur dans la mesure de ces distances provient de l'imprécision des pointés sur l'écran. D'une part le trait dessiné par le spot n'est pas infiniment fin, d'autre part la courbe dessinée présente une légère instabilité due aux petites irrégularités de fonctionnement du montage à impulsions. On ne peut, dans ces conditions, effectuer chaque pointé avec une erreur absolue inférieure à quelques dixièmes de millimètre. Je prendrai un demi-millimètre comme limite supérieure de cette erreur, ce qui donne sur la mesure d'une distance une erreur absolue de 1 mm. Il y a évidemment intérêt à ce que la partie utile de la courbe occupe toute la largeur de l'écran, ce qu'on réalise facilement en réglant convenablement la vitesse de balayage. J'ai utilisé successivement deux tubes ayant respectivement des écrans de 11 cm. et 27 cm. de diamètre. Avec ce dernier tube, les distances à mesurer peuvent être de 20 cm. et l'erreur relative est de l'ordre de $1/200$. Le temps de transit correspondant se déduit de la courbe d'étalonnage relative à la vitesse de balayage utilisée. L'étalonnage de la base de temps à partir de la fréquence du quartz étalon comporte la même source d'erreur, à savoir l'imprécision des pointés sur l'écran du tube. Cette erreur est ici plus faible, en raison de la parfaite stabilité de la sinusoïde étalon. Cependant, je prendrai encore $1/200$ comme valeur de sa limite supérieure. Il en résulte qu'en définitive, les temps de transit des électrons peuvent être considérés comme déterminés à 1 0/0 près.

Le principe de la méthode consiste à donner successivement au trajet des électrons trois valeurs distinctes très voisines de 3,6 et 9 cm. ; à déterminer les temps de transit correspondants et à considérer leurs différences comme représentant les temps mis par les électrons pour parcourir, avec leur mobilité limite, des distances égales aux différences des trajets correspondants. Si je désigne par τ le temps de transit pour un parcours de 3 cm., l'erreur absolue sur la détermination de ce temps sera de $\tau/100$; pour le temps relatif au parcours de 9 cm., elle sera de $3\tau/100$. L'erreur absolue sur la différence de ces deux temps pourra donc atteindre $4\tau/100$, ce qui correspond à une erreur relative de 2 0/0.

L'erreur relative sur la détermination du trajet parcouru étant très

inférieure à 1 o/o, on peut considérer les vitesses de transit comme déterminées à moins de 3 o/o près.

La méthode de différence élimine toute cause d'erreur systématique telle que celle qui pourrait résulter, par exemple, d'un décalage entre l'impulsion de rayons X et le déclenchement du balayage. Un tel décalage ne serait d'ailleurs gênant que si l'impulsion précédait le départ du spot. En fait, l'expérience indique un léger écart systématique, le déclenchement du balayage précédant l'impulsion d'environ 1/4 de micro-seconde. Les deux causes d'erreur essentielles que la méthode par différence permet d'éliminer sont la durée d'établissement du régime limite et surtout le temps fini d'arrivée des électrons sur l'anode. La courbe $i = f(t)$ présente, non une discontinuité brusque, mais une décroissance rapide. Dans chaque expérience, on pointe les extrémités de cette portion de la courbe ainsi que divers points intermédiaires d'ordonnées déterminées. On vérifie qu'en passant d'un trajet à un autre les écarts entre points homologues sont les mêmes, dans la limite de précision des pointés, ce qui prouve que la structure du nuage d'électrons ne varie pas de façon sensible d'une expérience à une autre. On prend finalement comme valeur de l'écart la moyenne des valeurs mesurées.

On peut remarquer enfin, qu'il n'est pas nécessaire d'avoir une période des impulsions rigoureusement constante, ce que le montage avec déclenchement par oscillateur à relaxation ne réalise certainement pas. En effet, seul importe le synchronisme de l'impulsion de rayons X et du balayage du tube oscillographique, ou du moins leur succession à un intervalle de temps bien déterminé. L'expérience prouve que le montage utilisé remplit cette condition de façon satisfaisante.

CHAPITRE IX

ÉTUDE THÉORIQUE DE LA MOBILITÉ DES ÉLECTRONS DANS LES GAZ

J'utiliserai, dans ce chapitre, les notations suivantes :

- m : masse de l'électron ; e : charge de l'électron.
- M : masse de la molécule gazeuse.
- n : nombre d'électrons par centimètre cube.
- N : nombre de molécules par centimètre cube.
- x, y, z : coordonnées d'un électron.
- ξ, η, ζ : composantes de la vitesse d'un électron.
- u, v, w : composantes de la vitesse moyenne des électrons.
- ξ_1, η_1, ζ_1 : composantes de la vitesse d'une molécule.

La première en date des formules de mobilité est celle donnée en 1905 par M. Langevin ⁽¹⁾. Bien qu'elle s'applique plus particulièrement aux ions de dimensions moléculaires, j'en rappellerai brièvement l'établissement.

L'équation générale de transfert de Maxwell appliquée à la composante suivant Ox de la quantité de mouvement des électrons s'écrit ⁽²⁾ :

$$(9.1) \quad \left\{ \begin{aligned} n \frac{du}{dt} + \frac{\partial}{\partial x} [n(\bar{\xi} - u)^2] + \frac{\partial}{\partial y} [n(\bar{\xi} - u)(\bar{\eta} - v)] \\ + \frac{\partial}{\partial z} [n(\bar{\xi} - u)(\bar{\zeta} - w)] = nX + \frac{1}{m} \Delta(m\xi) \end{aligned} \right.$$

où $\Delta(m\xi)$ représente la variation, par suite des chocs contre les molécules du gaz, de la somme de $(m \cdot \xi)$ étendue à tous les électrons contenus dans l'unité de volume. Quant à X , c'est la composante suivant Ox de la force extérieure agissant sur l'unité de masse des électrons.

Les vitesses des molécules suivent la loi de répartition de Maxwell, c'est-à-dire que le nombre de molécules dans l'unité de volume dont les composantes de vitesse sont comprises entre ξ_1 et $\xi_1 + d\xi_1$, η_1 et $\eta_1 + d\eta_1$, ζ_1 et $\zeta_1 + d\zeta_1$ s'écrit :

$$(9.2) \quad dN = f_1 d\xi_1 d\eta_1 d\zeta_1 = N \left(\frac{HM}{\pi} \right)^{3/2} e^{-HM(\xi_1^2 + \eta_1^2 + \zeta_1^2)} d\xi_1 d\eta_1 d\zeta_1$$

⁽¹⁾ P. LANGEVIN. *Annales de Physique* [8], 5 (1905), 245.

⁽²⁾ JEANS. *The Dynamical Theory of Gases*, 3^e édition, 231 ; Y. ROCARD. *L'Hydrodynamique et la Théorie Cinétique des Gaz*, 29.

la constante H est liée à la température absolue T des molécules du gaz par la relation :

$$(9.3) \quad \frac{1}{2H} = kT$$

(où k est la constante de Boltzmann).

M. Langevin admet pour les ions une loi de répartition maxwélienne autour de la vitesse moyenne u, v, w , et écrit le nombre d'ions par unité de volume dont les composantes de vitesse sont comprises entre ξ et $\xi + d\xi$, η et $\eta + d\eta$, ζ et $\zeta + d\zeta$, sous la forme :

$$(9.4) \quad dn = f d\xi d\eta d\zeta = n \left(\frac{hm}{\pi} \right)^{3/2} e^{-hm[(\xi-u)^2 + (\eta-v)^2 + (\zeta-w)^2]} d\xi d\eta d\zeta.$$

Avec cette hypothèse, on a immédiatement :

$$(9.5) \quad \overline{(\xi - u)(\eta - v)} = \overline{(\xi - u)(\zeta - w)} = 0$$

$$(9.6) \quad \overline{n(\xi - u)^2} = \frac{n}{2hm}.$$

L'équation de transfert (9.1) s'écrit alors, dans le cas du régime permanent ($du/dt = 0$) :

$$(9.7) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n}{2hm} \right) = nX + \frac{1}{m} \Delta(m\xi).$$

L'expression de $\Delta(m\xi)$ est fournie par l'analyse des chocs entre ions et molécules.

M. Langevin a effectué complètement le calcul de $\Delta(m\xi)$ en tenant compte des interactions à distance entre les ions et les molécules considérés comme des sphères élastiques. Il s'est placé dans le cas où les deux constantes H et h sont égales, c'est-à-dire où l'énergie moyenne des ions est égale à celle des molécules. Il arrive au résultat suivant :

$$(9.8) \quad \Delta(m\xi) = -\frac{32}{3} nN \sqrt{\frac{\pi m M}{h(m+M)}} \cdot u \cdot \int_0^\infty \varphi(V) e^{-z^2} z^5 dz.$$

V représente la vitesse relative des deux particules, $\varphi(V)$ une fonction dépendant de la loi d'interaction et z la quantité $V \sqrt{\frac{hmM}{h(m+M)}}$.

Dans le cas où les ions sont des électrons libres, leur énergie cinétique moyenne est très supérieure à celle des molécules. Si donc, on continue à admettre pour les électrons une répartition maxwélienne des vitesses, il faut donner à h une valeur différente de H . J'ai effectué dans ce cas le calcul de $\Delta(m\xi)$ qui donne pour résultat :

$$(9.9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta(m\xi) = -\frac{32}{3} nN \sqrt{\frac{\pi m M}{hH}} (hm + HM) \cdot \frac{u}{m+M} \int_0^\infty \varphi(V) e^{-z^2} z^5 dz \\ \text{avec :} \end{array} \right. \quad z = V \sqrt{\frac{hHmM}{hm + HM}}.$$

Si on néglige les actions à distance entre ions et molécules et qu'on se borne au cas du choc purement élastique entre sphères, la formule (9.9) se réduit à :

$$(9.10) \quad \Delta(m\xi) = -\Lambda \cdot n \cdot N \cdot u$$

avec :

$$(9.11) \quad \Lambda = \frac{8\sigma^2}{3(m+M)} \sqrt{\frac{\pi m M}{hH}} (hm + HM);$$

σ étant la somme des rayons des deux sphères.

L'équation de transfert (9.7) s'écrit alors :

$$(9.12) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n}{2hm} \right) = nX - \frac{1}{m} \cdot \Lambda \cdot n \cdot N \cdot u.$$

De cette relation, on déduit immédiatement la vitesse de transit u des ions sous l'action d'un champ électrique uniforme E ($X = eE/m$), les effets de diffusion étant supposés négligeables :

$$(9.13) \quad u = \frac{eE}{\Lambda N} = \frac{3eE(m+M)}{8N\sigma^2 \left[\frac{\pi m M}{hH} (hm + HM) \right]^{1/2}}.$$

On peut faire intervenir dans cette expression la vitesse quadratique moyenne des ions C et leur libre parcours moyen déduit de la théorie cinétique :

$$(9.14) \quad \lambda = \frac{1}{\pi N \sigma^2} \left(1 + \frac{hm}{HM} \right)^{-1/2}.$$

La formule (9.13) se met sous la forme :

$$(9.15) \quad n = \frac{3\sqrt{3}\pi}{8\sqrt{2}} \frac{eE\lambda}{mC} \left(\frac{m+M}{M} \right) = 0,815 \cdot \frac{eE\lambda}{mC} \left(\frac{m+M}{M} \right).$$

Dans le cas des électrons, en négligeant m devant M , la formule (9.13) devient :

$$(9.16) \quad u = \frac{3eE}{8N\sigma^2} \sqrt{\frac{h}{\pi m}}.$$

Cette expression est identique à celle donnée par F. B. Pidduck ⁽¹⁾.

Si nous revenons à la formule (9.15) qui vaut pour des ions de nature quelconque, nous voyons y figurer la vitesse quadratique moyenne C des ions qui est inconnue. On obtient une seconde équation en écrivant que le gain moyen d'énergie cinétique d'un ion sous l'action du champ entre deux chocs est égal à la perte moyenne d'énergie à chaque choc.

(1) F. B. PIDDUCK. *Proc. of the Roy. Soc.*, **88** (1913), 296.

A. M. Cravath ⁽¹⁾ a calculé cette perte moyenne d'énergie dans le cas des chocs élastiques entre particules ayant des distributions de vitesses max-wéliennes. Il trouve :

$$(9.17) \quad \Delta \bar{E}_i = \bar{E}_i \cdot \frac{8}{3} \frac{mM}{(m+M)^2} \left[1 - \frac{\bar{E}_a}{\bar{E}_i} \right].$$

Dans cette formule, $\bar{E}_i$ représente l'énergie cinétique moyenne des ions (égale à $mC^2/2$ ou encore à $3/4h$) et $\bar{E}_a$ celle des molécules.

En tenant compte de la formule de Cravath et de la relation classique entre la vitesse moyenne des ions et leur vitesse quadratique moyenne, on arrive à l'expression suivante de la vitesse de transit *limite* des ions :

$$(9.18) \quad \left\{ \begin{aligned} u &= \frac{0.815}{\sqrt{2m}} \frac{eE\lambda_0}{M} \cdot \left[\frac{\bar{E}_a}{2} + \sqrt{\frac{\bar{E}_a^2}{4} + \frac{27\pi}{(8)^3} e^2 E^2 \lambda_0^2 \frac{(m+M)^3}{mM^2}} \right]^{-1/2} \\ &\quad \left[1 + \frac{m}{M} \frac{1}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{27\pi e^2 E^2 \lambda_0^2 (m+M)^3}{(8)^3 \bar{E}_a^2 m M^2}}} \right]^{-1/2} \end{aligned} \right.$$

en désignant par λ_0 la quantité $(N\pi\sigma^2)^{-1}$.

Dans le cas des électrons, on peut négliger m devant M . λ_0 représente alors le libre parcours moyen λ et la formule (9.18) s'écrit :

$$(9.19) \quad u = \frac{0.815eE\lambda}{\sqrt{2m}} \left[\frac{\bar{E}_a}{2} + \sqrt{\frac{\bar{E}_a^2}{4} + \frac{e^2 E^2 \lambda^2 M}{6.04m}} \right]^{-1/2}$$

Si nous revenons maintenant à l'équation de transfert (9.12), nous pouvons également en déduire la valeur du coefficient de diffusion D des ions sous l'action d'un gradient de concentration, en l'absence de champ ($X = 0$) :

$$(9.20) \quad D = - \frac{u \cdot n}{dn/dx} = \frac{1}{2A} \frac{1}{N \cdot h}.$$

En comparant cette expression à celle de la vitesse de transit u donnée par (9.13) on voit qu'entre le coefficient de diffusion et la mobilité $\mu = u/E$ existe la relation générale, indépendante de la forme de A :

$$(9.21) \quad D = \frac{\mu}{2eh} = \mu \frac{kT_i}{e}.$$

Partant de cette relation et y substituant la valeur de coefficient de diffusion donnée par l'équation approchée de Meyer ⁽²⁾, K. T. Compton et I. Langmuir ⁽³⁾ ont établi une formule donnant la vitesse de transit u . Dans le cas des électrons cette formule se réduit à :

$$(9.22) \quad u = \frac{0.921eE\lambda}{\sqrt{2m}} \frac{N}{n+N} \left[\frac{\bar{E}_a}{2} + \sqrt{\frac{\bar{E}_a^2}{4} + \frac{e^2 E^2 \lambda^2 M}{5.32m}} \right]^{-1/2}.$$

⁽¹⁾ A. M. CRAVATH. *Phys. Rev.*, **36** (1930), 248.

⁽²⁾ JEANS. *The Dynamical Theory of Gases*, 3^e édition, 307.

⁽³⁾ K. T. COMPTON et I. LANGMUIR. *Rev. of Modern Physics*, **2** (1930), 123.

Si la concentration n des électrons est très petite devant celle des molécules (ce qui est presque toujours le cas en pratique) on voit que les deux formules (9.19) et (9.22) ne diffèrent que par les valeurs numériques de deux constantes. Dans le cas, d'une grande importance pratique, où l'énergie des molécules est négligeable devant celle des électrons, la formule (9.19) se réduit à :

$$(9.24) \quad u = 0,638 \left(\frac{2eE\lambda}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/4}.$$

La formule de Compton conduit à la même expression, en remplaçant 0,638 par 0,699.

Je rappelle les hypothèses fondamentales faites dans l'établissement de la formule (9.18). On suppose que les interactions entre ions et molécules se réduisent à des chocs parfaitement élastiques et que les ions admettent une loi de répartition de vitesses maxwélienne autour de leur vitesse moyenne de transit dans le sens du champ électrique.

D'autre part, la constante σ qui représente, dans le cas des électrons, le rayon de la molécule gazeuse, est supposée avoir une valeur bien déterminée, indépendante de l'énergie des électrons qui la rencontrent. Or de nombreuses expériences, en particulier celles de Ramsauer, ont montré que la section spécifique de choc d'un gaz pour des électrons de vitesse bien déterminée était une fonction de cette vitesse.

Morse, Allis et Lamar ⁽¹⁾ ont établi une théorie qui permet de tenir compte de ce fait. De plus ils ne supposent pas une répartition maxwélienne des vitesses électroniques mais déterminent directement la forme de la loi de répartition. Leur hypothèse essentielle est celle des chocs élastiques. Enfin, ils se placent dans le cas où l'énergie d'agitation thermique des molécules du gaz est négligeable devant celle des électrons.

Des expériences comme celles de Ramsauer et Kollath ⁽²⁾ et celles de C. E. Normand ⁽³⁾ permettent de déterminer la probabilité $\alpha(v, \theta)$ pour que des électrons de vitesse v soient déviés par les molécules d'un gaz dans une direction faisant un angle θ avec leur vitesse initiale. On en déduit immédiatement les expressions suivantes pour la section spécifique de choc pour le nombre de chocs élastiques :

$$(9.25) \quad q(v) = 2\pi N \int_0^\pi \alpha(v, \theta) \sin \theta d\theta,$$

et pour la section spécifique de choc relative au transfert de quantité de mouvement :

$$(9.26) \quad Q(v) = 2\pi N \int_0^\pi \alpha(v, \theta) (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta.$$

(1) P. M. MORSE. W. P. ALLIS et E. S. LAMAR. *Phys. Rev.*, **48** (1935), 412.

(2) C. RAMSAUER et R. KOLLATH. *Ann. der Physik*, **12** (1932), 529.

(3) C. E. NORMAND. *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1217.

On voit que si on considère les molécules comme des sphères élastiques de rayon σ et α comme une constante, les expressions de q et de Q se réduisent à $4\pi N\alpha$ et qu'elles représentent bien la section spécifique de choc au sens de la théorie cinétique des gaz à condition de prendre pour α la valeur $\sigma^2/4$.

Si on désigne par ε l'énergie cinétique d'un électron, on voit facilement que la fraction de cette énergie perdue par un électron dévié d'un angle θ par un choc élastique s'écrit (en négligeant l'énergie cinétique des molécules) :

$$(9.27) \quad \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{2m}{M} (1 - \cos \theta).$$

Pour déterminer la fonction de distribution f qui fixe le nombre $f d\tau d\gamma$ d'électrons contenus dans l'élément d'extension en phase $d\tau d\gamma = dx dy dz d\xi d\eta d\zeta$, Morse, Allis et Lamar emploient une méthode analogue à celle donnée par Lorentz ⁽¹⁾ à propos du mouvement des électrons dans un métal, mais étendue de façon à tenir compte des variations de section spécifique de choc avec la vitesse et de la perte d'énergie des électrons à chaque choc. Si on suppose le champ électrique dirigé suivant Ox , il est évident, pour des raisons d'isotropie, que f sera uniquement fonction de x , ξ et $v = \sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}$; ou de x , de v et de l'angle ω que fait la vitesse $\vec{v}$ de l'électron avec l'axe Ox . Morse, Allis et Lamar supposent que f est de la forme :

$$(9.28) \quad f(x, v, \omega) = f_0(x, v) + \cos \omega \cdot f_1(x, v) = f_0(x, v) + (\xi/v) f_1(x, v).$$

Le premier terme du second membre correspond à la distribution désordonnée; le second représente l'anisotropie dans la direction Ox due à l'action du champ.

L'équation qui détermine f s'obtient en considérant les électrons contenus dans un élément d'extension en phase $d\tau d\gamma$. On calcule successivement : 1° le nombre $cd\tau d\gamma$ d'électrons quittant cet élément pendant l'unité de temps par suite de la diffusion et de l'action du champ; 2° le nombre $ad\tau d\gamma$ d'électrons quittant l'élément en une seconde par suite des chocs contre des molécules; 3° le nombre $bd\tau d\gamma$ de ceux que les chocs font y rentrer pendant le même temps, compte tenu de la perte d'énergie donnée par (9.27). La condition d'équilibre s'obtient en égalant c à $(b-a)$. En écrivant cette égalité pour les termes qui contiennent $\cos \omega$ et ceux qui ne contiennent pas $\cos \omega$, on arrive aux deux équations fondamentales :

$$(9.29) \quad eE \frac{\partial f_0}{\partial v} + m \cdot v \cdot \frac{\partial f_0}{\partial x} = -Qmv f_1.$$

$$(9.30) \quad \frac{eE}{2v} \frac{\partial}{\partial v} (v^3 f_1) + \frac{1}{2} m v^2 \frac{\partial f_1}{\partial x} = \frac{m^2}{M} \cdot \frac{3}{2v} \cdot \frac{\partial}{\partial v} (v^4 Q f_0).$$

(1) LORENTZ. *Theory of Electrons*, 267.

Dans le cas où f est indépendant de x , l'équation (9.30) s'intègre en donnant :

$$(9.31) \quad eE\varepsilon f_1 = 6Q \left(\frac{m}{M} \right) \cdot \varepsilon^2 f_0 - B,$$

ε représentant l'énergie cinétique d'un électron. Cette relation s'écrit encore en multipliant les deux membres par $(8\pi/3m^2)d\varepsilon$:

$$(9.32) \quad \frac{8\pi eE}{3m^2} \varepsilon f_1 d\varepsilon - \frac{16\pi Q}{m^2} \frac{m}{M} \varepsilon^2 f_0 d\varepsilon = -j d\varepsilon$$

B ou j est une constante d'intégration. L'équation (9.32) exprime l'équilibre des énergies. En effet, si nous considérons les électrons contenus dans 1 cm^3 et dont l'énergie est comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ (autrement dit qui sont dans l'élément de l'espace des vitesses $d\gamma = \frac{4\pi}{m} v d\varepsilon$) chacun d'eux parcourt en une seconde dans le sens du champ un chemin égal à ξ et reçoit par suite du champ l'énergie $eE\xi$. L'énergie totale reçue en une seconde par tous les électrons de l'élément considéré est donc égale à $eE \cdot \bar{f} \xi d\gamma = eE \cdot \frac{v}{3} \cdot f_1 d\gamma$, ce qui est précisément le premier terme de l'équation (9.32). On voit aisément que le second terme représente l'énergie perdue par ces mêmes électrons par suite des chocs. Si on suppose, comme nous l'avons fait jusqu'à présent, qu'il n'y a pas d'autres causes de variations de l'énergie totale des électrons considérés, la constante j doit être prise égale à 0. Nous verrons plus loin qu'en donnant à j une valeur non nulle, on peut tenir compte des chocs non élastiques.

En faisant $B = 0$ dans l'équation (9.31) on peut en tirer la valeur de f_1 en fonction de f_0 . En portant dans (9.29) et en intégrant, on obtient pour f_0 :

$$(9.33) \quad f_0 = \Lambda e^{-2\mu} \int_0^\varepsilon \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\varepsilon_0^2}$$

en posant :

$$\mu = \frac{3m}{M} \quad \varepsilon_0 = \frac{eE}{Q} = \lambda eE$$

$\lambda = 1/Q$ est le libre parcours moyen des électrons relatif au transfert de quantité de mouvement.

La constante Λ est déterminée par la condition :

$$(9.34) \quad n = 4\pi \int_0^\infty f_0 v^2 dv,$$

n étant le nombre d'électrons par unité de volume.

On peut admettre, en première approximation, que la valeur de f_0 donnée par la relation (9.33) est encore valable dans le cas où f dépend

de x (n étant alors une fonction de x). La fonction f_1 est alors donnée par la relation (9.29) qui peut se mettre sous la forme :

$$(9.35) \quad f_1 = 2\mu \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} f_0 - \lambda \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \cdot f_0.$$

La vitesse de transit u dans le sens du champ est la valeur moyenne de la vitesse suivant Ox :

$$(9.36) \quad u = \frac{1}{n} \int \int \int f \cdot \xi \cdot d\xi \cdot d\eta \cdot d\zeta = \frac{1}{n} \int \int \int \frac{\xi^2}{v} \cdot f_1 \cdot d\xi d\eta d\zeta.$$

Tous calculs faits on trouve :

$$(9.37) \quad \left\{ \begin{aligned} u &= \frac{8\pi}{3nm^2} \int_0^\infty \frac{2\mu\varepsilon^2}{\varepsilon_0} f_0 d\varepsilon - \frac{8\pi}{3nm^2} \int_0^\infty \lambda \varepsilon f_0 d\varepsilon \cdot \left(\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \right) \\ &= u_E - D \cdot \left(\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dx} \right). \end{aligned} \right.$$

On voit que u apparaît comme la somme de deux termes : le premier u_E représente la vitesse de transit due à l'action du champ électrique seul ; le second représente la composante due à la diffusion quand n dépend de x .

La vitesse de transit due au champ est donc donnée en définitive par :

$$(9.38) \quad \boxed{u_E = \frac{8\pi}{3nm^2} \int_0^\infty \frac{2\mu\varepsilon^2}{\varepsilon_0} f_0 d\varepsilon.}$$

Quand on peut considérer la section spécifique de choc comme constante, la formule (9.33) se réduit à :

$$(9.39) \quad f_0 = A e^{-\frac{\mu\varepsilon^2}{\varepsilon_0}}.$$

On trouve que la constante A a pour expression $\frac{n\mu^{3/4}(m/2\varepsilon_0)^{3/2}}{\pi \cdot \Gamma(3/4)}$; $\Gamma(a)$ représentant la valeur de l'intégrale définie :

$$(9.40) \quad \Gamma(a) = \int_0^\infty x^{a-1} \cdot e^{-x} \cdot dx.$$

La vitesse de transit est alors donnée par la relation :

$$(9.41) \quad \boxed{u = \frac{\mu^{1/4}}{3\Gamma(3/4)} \left(\frac{2\pi\varepsilon_0}{m} \right)^{1/2} = 0,6345 \cdot \left(\frac{m}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{2eE\lambda}{m} \right)^{1/2}}$$

Si on se reporte à la formule (9.24) établie en admettant une répartition maxwélienne des vitesses électroniques, on voit qu'elle ne diffère de (9.41) que par une très légère différence dans la valeur de la constante numérique.

Les formules de Morse, Allis et Lamar ont l'avantage de permettre de

tenir compte des variations de la section spécifique de choc. Les expériences du genre de celles de Ramsauer permettent de déterminer, pour diverses valeurs de v , la fonction $\alpha(v, \theta)$ et d'en déduire la section spécifique de choc $Q(v)$ [Cf. (9.26)]. On peut ainsi construire une courbe donnant les variations en fonction de $\varepsilon \left(\frac{1}{2} m v^2 \right)$ de la quantité $\varepsilon/\varepsilon_0^2 (\varepsilon_0 = eE/Q)$ et en déduire par la formule (9.33) la valeur de f_0 pour chaque valeur de ε . f_0 dépend de l'intensité E du champ électrique et de la pression p du gaz par l'intermédiaire de la constante ε_0 qui est, comme on le voit immédiatement, proportionnelle au rapport E/p , à température constante.

Si, en définitive, on construit, pour une valeur déterminée de E/p , la courbe de $\varepsilon^2 f_0 / \varepsilon_0$ en fonction de ε , on peut en déduire d'après (9.38) la valeur de la vitesse de transit u_E qui apparaît ainsi comme une fonction de E/p (à température constante).

A partir de l'expression de f_0 , on peut aussi calculer l'énergie cinétique moyenne des électrons. On trouve :

$$(9.42) \quad \bar{\varepsilon} = \frac{4\pi}{n} \int_0^\infty \varepsilon f_0 v^3 dv.$$

Si on peut considérer Q comme constante, cette expression se réduit à :

$$(9.43) \quad \bar{\varepsilon} = 0,427 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} \cdot eE\lambda.$$

Influence des chocs inélastiques. — Pour les valeurs élevées de E/p , il arrive qu'un nombre important d'électrons ont des énergies suffisantes pour exciter les molécules du gaz. Dans ces chocs suivis d'excitation, les électrons perdent la presque totalité de leur énergie. Si on se reporte à l'équation (9.32), on voit aisément que $-j$ représente le nombre d'électrons par centimètre cube et par seconde, ayant initialement une énergie supérieure à ε , qui sont arrêtés par des chocs inélastiques et doivent par suite accroître leur énergie jusqu'au prochain choc non élastique. Dans le cas d'une distribution homogène (f indépendant de x), la formule (9.29) donne immédiatement :

$$(9.44) \quad f_1 = -\varepsilon_0 \frac{df_0}{d\varepsilon}.$$

Ce qui permet d'écrire l'équation (9.32) sous la forme :

$$(9.45) \quad \frac{8\pi e E_0}{3m^2} \left[\varepsilon \varepsilon_0 \frac{df_0}{d\varepsilon} + \frac{2\mu \varepsilon^2}{\varepsilon_0} f_0 \right] = j.$$

Si on pose :

$$(9.46) \quad F_0 = e^{-2\mu \int_0^\varepsilon \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0^2} d\varepsilon},$$

la solution de (9.45) peut se mettre sous la forme :

$$(9.47) \quad f_0 = j \frac{3m^2}{8\pi e E} \cdot F_0 \cdot \int_\varepsilon^{\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon \varepsilon_0 F_0}.$$

ε_1 est une constante d'intégration qui représente la valeur de ε pour laquelle la courbe donnant les variations de εf_0 en fonction de $\sqrt{\varepsilon}$ coupe l'axe des abscisses. Si on peut considérer Q comme une constante, on a :

$$(9.48) \quad f_0 = j \frac{3m^2}{8\pi eE} \cdot e^{-u\varepsilon^2/\varepsilon_0^2} \cdot \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_1} \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} e^{u\varepsilon^2/\varepsilon_0^2} d\varepsilon$$

et sa valeur peut être calculée au moyen des tables des intégrales exponentielles. Dans le cas général, on peut toujours, par des intégrations graphiques, calculer f_0 et par suite u en fonction de E/p , pour une valeur déterminée de E/p , et voir si, en donnant à ε_1 une valeur convenable, on peut rendre compte des résultats expérimentaux.

En résumé, pour les valeurs moyennes de E/p , c'est-à-dire pour des valeurs moyennes de l'énergie cinétique des électrons, on pourra calculer u comme je l'ai indiqué plus haut en utilisant les formules (9.33) et (9.38). Pour les grandes valeurs de E/p les chocs non élastiques joueront un rôle non négligeable et il faudra chercher si une distribution des vitesses de la forme (9.47) avec une valeur convenable de l'énergie ε_1 permet de rendre compte des résultats observés. Par contre, pour les très petites valeurs de E/p , on ne pourra plus négliger, comme le font Morse, Allis et Lamar l'énergie des molécules devant celle des électrons. En considérant, dans un petit intervalle de variation de E/p la section spécifique de choc comme constante, on appliquera la formule (9.19) qui coïncide parfaitement, comme nous l'avons vu, avec la relation (9.41) de Morse, Allis et Lamar dès que l'on peut négliger l'énergie moyenne des molécules du gaz.

CHAPITRE X

RÉSULTATS DES MESURES DES VITESSES DE TRANSIT

La vitesse de transit des électrons est une fonction du rapport E/N de l'intensité du champ électrique au nombre de molécules de gaz par unité de volume. Une fois la chambre scellée, N reste constant et dépend uni

TABLEAU I. — *Argon.*

Pression	760,0 mm.		321,6 mm.		152,6 mm.		52,0 mm.	
	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)
	0,0027	0,38						
	0,0060	0,62	0,0060	0,63				
	0,0093	0,81						
	0,0125	0,98	0,0125	0,96				
	0,0168	1,16	0,0168	1,16				
	0,0340	1,65	0,0340	1,63				
	0,0520	1,94						
	0,0605	2,00	0,0605	2,05				
	0,0730	2,12						
	0,0840	2,20						
	0,0960	2,32						
	0,107	2,40						
	0,130	2,50	0,130	2,55	0,130	2,45		
	0,180	2,70	0,180	2,80				
	0,225	2,90	0,225	2,90	0,225	2,95		
	0,310	3,10	0,310	3,15				
	0,380	3,30	0,380	3,28	0,380	3,30		
			0,460	3,47	0,460	3,44		
			0,530	3,62				
			0,640	3,85	0,640	3,88		
					0,805	4,25		
					0,930	4,43	0,930	4,47
					1,140	4,65	1,140	4,70
					1,64	5,4	1,64	5,4
					1,80	5,6	1,80	5,7
					2,50	7,6	2,50	7,8
							3,26	10,4
							3,80	12,5
							4,35	14,5
							5,10	17,3
							6,00	20,7

quement de la température et de la pression au moment du remplissage. J'ai ramené tous mes résultats à la température de 0°C . et les ai exprimés en fonction de la variable généralement adoptée, à savoir le rapport E/p de l'intensité du champ électrique mesuré en volts/centimètre à la pression du gaz en millimètres de mercure.

J'ai utilisé des champs électriques d'intensité variant entre 2 et 400 volts/cm. et des pressions allant, pour l'argon, de 50 à 760 mm. et, pour l'azote, de 100 à 760 mm.

Les résultats des mesures sont rassemblés dans les tableaux I et II :

TABLEAU II. — Azote.

Pression	759,7 mm.		300,0 mm.		99,8 mm.	
	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)	E/p	$u \cdot 10^{-5}$ (cm./sec.)
	0,0030	0,36				
	0,0060	0,67				
	0,0092	0,98				
	0,0124	1,23				
	0,0196	1,62				
	0,0394	2,15				
	0,0740	2,64	0,0740	2,65		
	0,118	3,04	0,118	3,00		
	0,158	3,30				
	0,194	3,50	0,194	3,55		
	0,236	3,72				
	0,276	3,95				
	0,316	4,10	0,316	4,20	0,316	4,13
	0,395	4,6	0,395	4,6		
			0,50	5,2		
			0,60	5,7	0,60	5,7
			0,72	6,4		
			0,83	7,0		
			0,90	7,3	0,90	7,4
			1,02	8,0		
					1,21	8,9
					1,70	11,2
					2,50	14,7
					3,08	17,1
					3,52	19,0
					4,00	21,6

Les tableaux I et II ont été disposés de façon que les valeurs de u correspondant à une même valeur du rapport E/p se trouvent sur une même ligne horizontale. On voit immédiatement que les écarts entre ces valeurs sont, dans la grande majorité des cas, nettement inférieurs à la limite supérieure de l'erreur absolue.

Les variations de la vitesse de transit u en fonction du rapport E/p sont représentées graphiquement sur les courbes marquées H des figures 23 à 28. Pour chaque gaz, on a tracé 3 courbes : la première correspondant à $0 < E/p < 0,1$, la seconde à $0 < E/p < 1$ et la troisième à $0 < E/p < 6$.

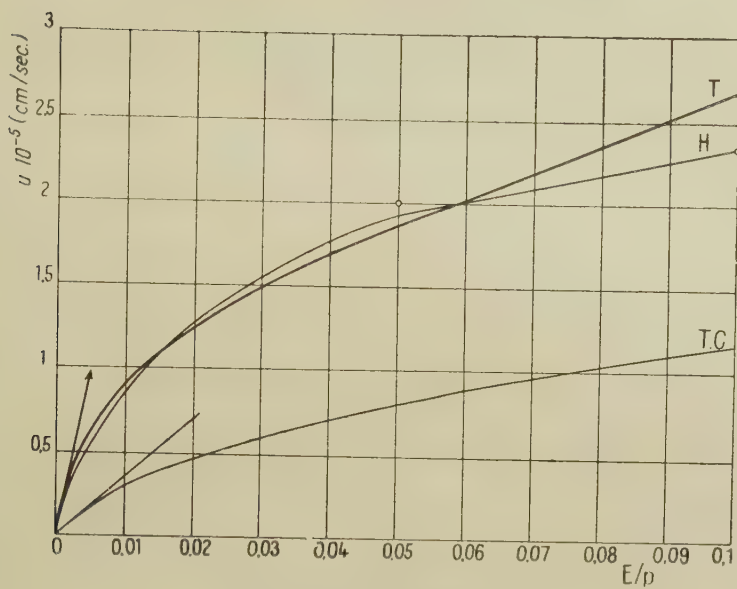


FIG. 23. — Argon.

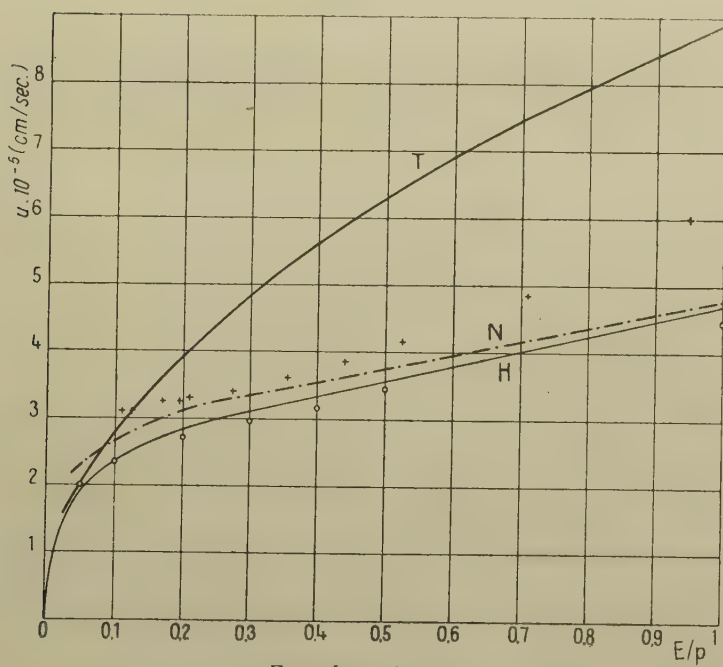


FIG. 24. — Argon.

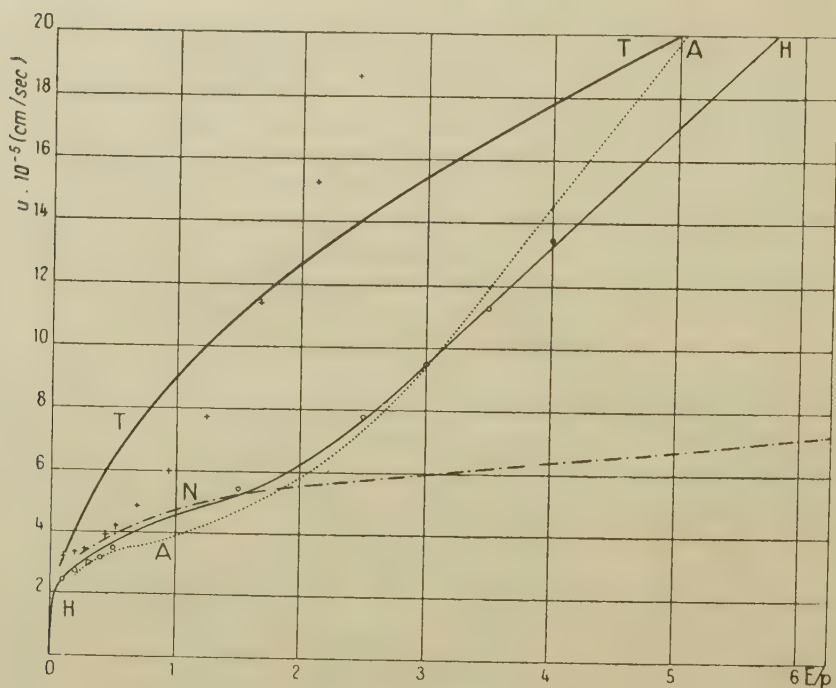


Fig. 25. — Argon.

Comparaison avec les résultats d'autres expérimentateurs. —
 1° ARGON. — Les premières expériences relatives à l'argon sont celles de J. S. Townsend et V. A. Bailey ⁽¹⁾ qui ont mesuré u par la méthode de déflexion magnétique pour des valeurs de E/p comprises entre 0,105 et 19,8. J'ai reporté sur les figures un certain nombre des valeurs trouvées par eux; les points correspondants sont du même ordre de grandeur tant que E/p est inférieur à 1, ils diffèrent considérablement à partir de cette valeur. Même pour $E/p < 1$ l'écart est toujours supérieur à la limite admise pour l'erreur absolue. J'ai déjà indiqué plus haut que les résultats de Townsend et Bailey dépendaient beaucoup de la pureté du gaz et que leur vide préliminaire ne descendait pas au-dessous de 0,01 mm. de mercure.

Une étude systématique de la vitesse de transit des électrons dans l'argon a été refaite en 1936 par R. A. Nielsen ⁽²⁾ en utilisant la méthode des « fenêtres » électriques et en prenant, semble-t-il, toutes les précautions nécessaires. Dans les expériences de Nielsen, E/p varie de 0,5 à 4,3. Un certain nombre de points relevés sur les courbes de Nielsen ont été reportés sur les figures 23 à 25. Ces points sont marqués d'un petit cercle. L'accord avec mes résultats est excellent, l'écart entre valeurs correspondantes n'excédant

⁽¹⁾ TOWNSEND et BAILEY. *Phil. Mag.*, **43** (1922), 593; **44** (1922), 1033.

⁽²⁾ R. A. NIELSEN. *Phys. Rev.*, **50** (1936), 950.

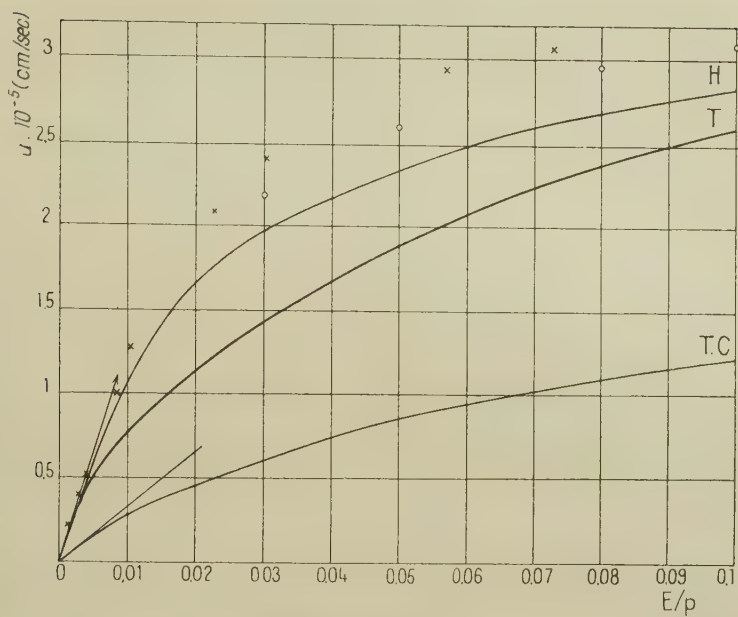


FIG. 26. — Azote.

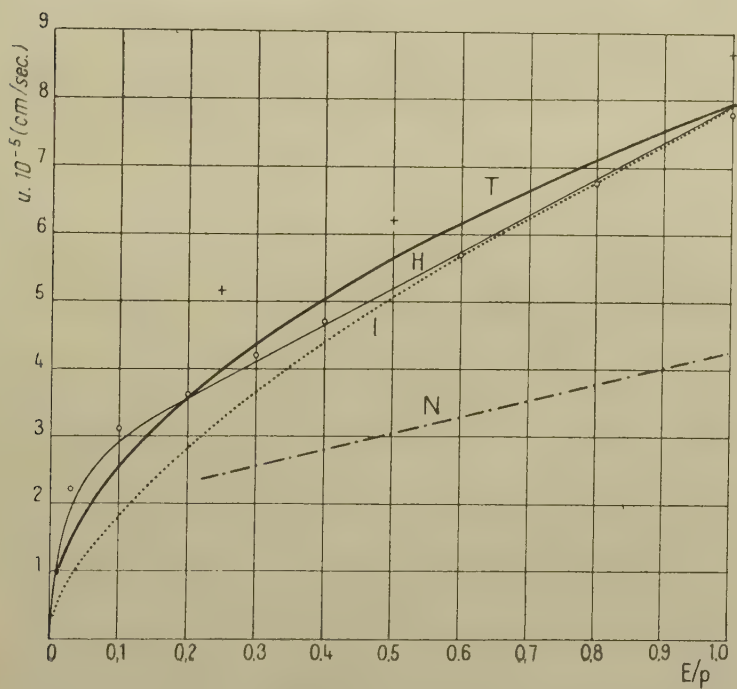


FIG. 27. — Azote.

jamais 6 o/o. Cette concordance entre deux méthodes dans lesquelles l'état de pureté du gaz n'affecte que peu ou pas du tout les résultats des mesures donne confiance dans la valeur des chiffres ci-dessus indiqués et permet de tenter leur confrontation avec la théorie esquissée au chapitre IX.

Je signale enfin que H. B. Wahlin ⁽¹⁾, en utilisant la méthode du champ électrique alternatif, a étudié la mobilité des électrons dans l'argon à la pression de 760 mm. de mercure et pour des valeurs très faibles de E . En particulier, il a cherché la limite vers laquelle tend la mobilité quand E tend vers 0, et trouvé 63 200. Cette mobilité limite se déduit de la courbe $u = f(E/p)$, en extrapolant celle-ci jusqu'à l'origine et en traçant la tangente en ce point. La pente de cette tangente représente évidemment la limite du rapport $u/p/E$; en divisant sa valeur par 760, on a la limite de u/E c'est-à-dire de la mobilité, à la pression de 760 mm. Je trouve ainsi 25 600 pour la mobilité limite à 0° C. et 760 mm. Cette valeur diffère beaucoup de celle de Wahlin, mais nous verrons qu'elle est compatible avec les valeurs du libre parcours moyen des électrons de très faible énergie.

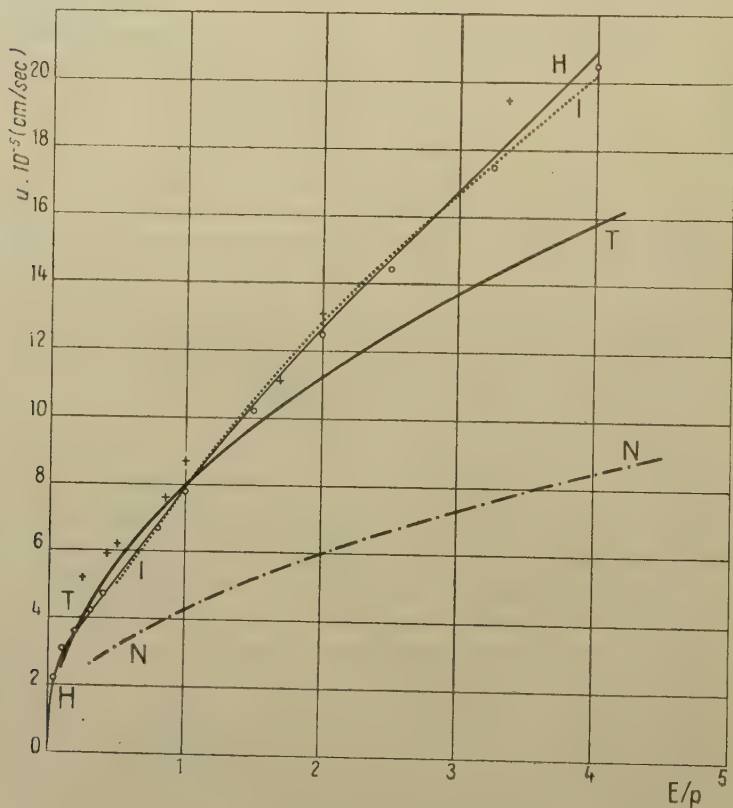


FIG. 28. — Azote.

⁽¹⁾ H. B. WAHLIN. *Phys. Rev.*, 37 (1931), 260.

2° AZOTE. — La mobilité des électrons libres dans l'azote a fait l'objet des travaux des mêmes chercheurs ⁽¹⁾ ⁽²⁾ ⁽³⁾. Townsend et Bailey ont travaillé entre $E/p = 0,25$ et $E/p = 60$; Nielsen entre $E/p = 0,03$ et $E/p = 20$. Quant à Wahlin, il a opéré, comme pour l'argon, à la pression de 760 mm. et pour des valeurs du champ électrique allant de 1,01 volt/cm. à 55,5 volt/cm. J'ai reporté sur les figures 26 à 28 un certain nombre de leurs résultats; ceux de Wahlin sont marqués du signe $\times$, ceux de Townsend du signe $+$ et ceux de Nielsen d'un petit cercle. On voit que, dans toute la gamme des valeurs de E/p que j'ai utilisées, mes résultats sont du même ordre de grandeur que ceux de Wahlin et Townsend. En particulier, en ce qui concerne la mobilité limite à la pression de 760 mm., Wahlin donne la valeur 18000 et je trouve 17000.

L'accord avec les résultats de Nielsen est encore très bon, comme pour l'argon. L'écart maximum s'observe pour les petites valeurs de E/p (fig. 26). Il est de l'ordre de 10 0/0, en valeur relative, pour E/p compris entre 0,03 et 0,1. Il tombe ensuite à des valeurs inférieures à la précision des mesures.

Pour les deux gaz que j'ai étudiés, on peut donc conclure que mes résultats et ceux de Nielsen concordent de façon très satisfaisante.

Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie. —

1° VALEURS DE E/p INFÉRIEURES A 0,1. — Pour les très petites valeurs de E/p , on ne peut négliger l'énergie d'agitation thermique des molécules du gaz devant celle des électrons. La théorie de Morse, Allis et Lamar ne s'applique plus. Si nous nous reportons à la relation (9.19), nous pouvons l'écrire en désignant par λ_1 le libre parcours moyen $\lambda.p$ des électrons à 0° C. et sous une pression de 1 mm. de mercure :

$$(10.1) \quad u = \frac{0,815e}{\sqrt{2m}} \frac{E}{p} \lambda_1 \left[\frac{\bar{E}_a}{2} + \sqrt{\frac{\bar{E}_a^2}{4} + \frac{e^2 M}{6,04m} \frac{E^2}{p^2} \lambda_1^2} \right]^{-1/2}.$$

Il sera nécessaire d'appliquer cette formule tant que $\bar{E}_a/2$ ne sera pas négligeable devant $\sqrt{\frac{M}{6,04m}} e \cdot \frac{E}{p} \cdot \lambda_1$. Sachant que l'énergie cinétique moyenne d'une molécule à 0° C. est de $5,61 \cdot 10^{-14}$ ergs, et adoptant pour λ_1 les valeurs données par la théorie des chocs entre sphères élastiques de rayons constants ($26,8 \cdot 10^{-3}$ pour l'argon et $25,3 \cdot 10^{-3}$ pour l'azote), on trouve qu'il faudra pratiquement utiliser la relation (10.1) jusqu'à $E/p = 0,1$.

La seule grandeur figurant dans cette relation sur laquelle nous sommes contraints à une hypothèse est le libre parcours moyen λ_1 . Si on prend les valeurs rappelées ci-dessus, on obtient les courbes marquées T. C. sur les

(1) TOWNSEND et BAILEY. *Phil. Mag.*, **42** (1921), 873.

(2) H. B. WAHLIN. *Phys. Rev.*, **23** (1924), 169.

(3) R. A. NIELSEN *Phys. Rev.*, **50** (1936), 950.

figures 23 et 26. On voit que ces courbes s'écartent beaucoup des courbes expérimentales.

On peut chercher à obtenir un accord meilleur en donnant une valeur convenable à λ_1 . On est guidé dans le choix de cette valeur par la considération de la tangente à l'origine. On a en effet :

$$(10.2) \quad \left[\frac{du}{d(E/p)} \right]_0 = \frac{0.815e}{\sqrt{2m}} \cdot \frac{\lambda_1}{\sqrt{E_a}}$$

ce qui se réduit, tous calculs faits, à :

$$(10.3) \quad \left[\frac{du}{d(E/p)} \right]_0 = 0,129 \cdot 10^9 \cdot \lambda_1.$$

Les courbes expérimentales ont respectivement pour pentes à l'origine : $19,4 \cdot 10^6$ pour l'argon et $12,9 \cdot 10^6$ pour l'azote. Pour faire coïncider les tangentes à l'origine des courbes théoriques et expérimentales, on est ainsi amené à prendre :

$$\lambda_1 = 0,150 \text{ pour l'argon} \quad \text{et} \quad \lambda_1 = 0,100 \text{ pour l'azote.}$$

Ces valeurs sont compatibles avec celles qui résultent des mesures de Ramsauer ⁽¹⁾, Bruche ⁽²⁾ et Normand ⁽³⁾, relatives à l'absorption par les gaz d'électrons lents. Pour l'azote, on a de plus un bon accord avec la valeur donnée par Wahlin ($\lambda_1 = 0,996$).

Si on porte ces valeurs de λ_1 dans la relation (10.1) on peut construire les courbes théoriques marquées T sur les figures 23 et 26.

On voit que, pour l'argon, l'accord est satisfaisant jusqu'à $E/p = 0,09$, puisque, pour cette valeur, l'écart relatif est de l'ordre de 10 o/o. En ce qui concerne l'azote, l'accord est moins bon. Les courbes T et H ont bien la même allure générale, mais l'écart relatif atteint 30 o/o pour E/p voisin de 0,02.

2° VALEURS DE E/p SUPÉRIEURES A 0,1. APPLICATION DE LA THÉORIE CLASSIQUE. — A partir de $E/p = 0,1$, il est légitime de négliger l'énergie cinétique des molécules devant celle des électrons, et d'écrire la relation (10.1) sous la forme :

$$(10.4) \quad u = 0,638 \left(2 \frac{eE\lambda_1}{mp} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/4}.$$

Pour appliquer cette relation, qui suppose λ_1 constant, il est légitime de donner à ce paramètre les valeurs du paragraphe précédent qui rendent compte de l'allure des phénomènes pour les petites valeurs de E/p . Les courbes ainsi obtenues sont des paraboles qui se raccordent aux courbes T ci-dessus. Ces paraboles ont été tracées sur les figures 24, 25, 27 et 28 et marquées T. On voit que, pour l'azote, les courbes T et H sont voisines

(1) C. RAMSAUER. *Ann. d. Physik*, **64** (1921), 513 ; **66** (1921), 564 ; **12** (1932) 529.

(2) BRUCHE. *Ann. d. Physik*, **82** (1927), 912 ; **83** (1927), 1066 ; **84** (1927), 279.

(3) C. E. NORMAND. *Phys. Rev.*, **35** (1930), 1217.

l'une de l'autre jusqu'à des valeurs de E/p de l'ordre de 1,5. Par contre, pour l'argon, l'écart est considérable dès que E/p dépasse 0,1. Si on rapproche ce résultat du fait que l'argon est le gaz présentant l'effet Ramsauer le plus accentué, on est conduit à la conclusion que cet écart doit être dû, au moins en partie, à la variation de la section spécifique de choc avec l'énergie moyenne des électrons.

3° INFLUENCE DES VARIATIONS DU LIBRE PARCOURS MOYEN EN FONCTION DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS. — Pour tenir compte du fait que la section spécifique de choc dépend de l'énergie des électrons, il faut avoir recours aux formules de Morse, Allis et Lamar :

$$(9.38) \quad a = \frac{8\pi}{3nm^2} \int_0^\infty \frac{2\mu\varepsilon^2}{\varepsilon_0} f_0 d\varepsilon.$$

$$(9.33) \quad f_0 = A e^{-2\mu \int_0^\varepsilon \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\varepsilon_0^2}} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_0 = \frac{eE}{Q}.$$

$$(9.26) \quad Q = 2\pi N \int_0^\pi \alpha(v, \theta) (1 - \cos \theta) \sin \theta d\theta.$$

Ramsauer a étudié les variations de $\alpha(v, \theta)$ en fonction de θ pour diverses valeurs de la vitesse v des électrons. Par intégration graphique, on peut calculer, pour chaque valeur de v , la section spécifique de choc Q et construire la courbe donnant ses variations en fonction de l'énergie cinétique ε des électrons. On peut aussi remarquer que Q diffère en général assez peu de la section spécifique de choc $q(v)$ relative au nombre de chocs élastiques. L'avantage de la substitution de q à Q réside dans le fait que l'inverse de q est le libre parcours moyen λ des électrons tel qu'il est déterminé directement dans les expériences de Ramsauer, Normand, etc...

Si on remplace dans la relation (9.33) ε_0 par $eE\lambda = \frac{eE\lambda_1}{p}$, on peut écrire :

$$(10.5) \quad f_0 = A e^{-2\mu \frac{p^2}{e^2 E^2} \int_0^\varepsilon \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\lambda_1^2}}.$$

Si on a construit la courbe des variations de $1/\lambda_1^2$ en fonction de ε^2 , on peut évaluer graphiquement, pour chaque valeur de ε , l'intégrale définie $\int_0^\varepsilon \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\lambda_1^2}$ et construire la courbe de ses variations en fonction de ε .

Pour chaque valeur du rapport E/p , on en déduit immédiatement la courbe $f_0(\varepsilon)$. L'expression de f_0 fait intervenir une constante A que l'on détermine par la condition :

$$(10.6) \quad n = 4\pi \int_0^\infty f_0 v^2 dv.$$

Il reste à construire, pour chaque valeur du rapport E/p , la courbe des variations, en fonction de ε , de l'expression :

$$(10.7) \quad \varphi(\varepsilon) = \frac{2\mu\varepsilon^2}{\varepsilon_0} f_0 = \frac{2\mu}{e} \cdot \frac{1}{E/p} \cdot \frac{\varepsilon^2}{\lambda_1} \cdot f_0.$$

Une dernière intégration graphique donne u par application de la relation (9.38).

J'ai employé ce procédé assez laborieux pour l'argon. Dans le cas de l'azote, pour lequel le libre parcours moyen varie beaucoup moins avec l'énergie des électrons, il est légitime de faire la simplification suivante. On part des relations établies au chapitre précédent :

$$(9.41) \quad u = 0,6345 \left(\frac{m}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{2eE}{m} \frac{\lambda_1}{p} \right)^{1/2}$$

$$(9.43) \quad \bar{\varepsilon} = 0,427 \left(\frac{M}{m} \right)^{1/2} eE\lambda_1/p$$

qui donnent la vitesse de transit et l'énergie cinétique moyenne des électrons en fonction de λ_1 et du rapport E/p dans le cas où on peut considérer λ_1 comme constant. On fait alors l'hypothèse que tous les électrons ont le libre parcours moyen correspondant à leur énergie moyenne. Si on se fixe cette valeur de l'énergie moyenne, les courbes de Normand permettent de déterminer la valeur correspondante de λ_1 et la relation (9.43) donne la valeur du rapport E/p . En portant les valeurs de λ_1 et de E/p dans (9.41) on en déduit la valeur de la vitesse de transit.

Les courbes donnant les variations de la vitesse de transit, calculées comme je viens de l'indiquer en utilisant les valeurs du libre parcours moyen déterminées expérimentalement par Normand, ont été tracées pour l'argon et l'azote sur les figures 24, 25, 27 et 28. Ces courbes sont dessinées en trait mixte et marquées N.

Dans le cas de l'argon, elles concordent de façon très satisfaisante avec les résultats expérimentaux, jusqu'à une valeur de E/p de l'ordre de 1,75. L'écart relatif maximum, correspondant à $E/p = 0,1$ est de l'ordre de 10 0/0. En résumé, pour l'argon, la théorie de Morse, Allis et Lamar, compte tenu des variations de la section spécifique de choc, rend très bien compte des phénomènes observés entre $E/p = 0,1$ et $E/p = 1,75$. Pour les valeurs inférieures à 0,1, nous avons vu qu'en adoptant une valeur convenable pour le libre parcours moyen et en tenant compte de l'énergie d'agitation thermique des molécules du gaz, on maintenait un excellent accord entre la théorie et l'expérience. On peut se demander pourquoi, à partir de $E/p = 1,75$, la courbe expérimentale croît beaucoup plus rapidement que la courbe théorique. Si on se reporte aux expériences de Townsend dans lesquelles on détermine directement la valeur de l'énergie cinétique moyenne des électrons ou aux courbes de H. W. Allen ⁽¹⁾ qui a calculé cette énergie moyenne en fonction de E/p , à partir de la loi de distribution des vitesses de Morse, Allis et Lamar et en tenant compte des variations du libre parcours moyen, on trouve que, pour $E/p = 1,75$, l'énergie moyenne des électrons est, d'après Townsend de 11,1 volts et, d'après Allen, de 11,6 volts. Si on se rappelle que l'énergie d'excitation de l'atome d'argon

(1) H. W. ALLEN. *Phys. Rev.*, **52** (1937), 707.

sur le niveau de résonance est de 11,57 volts, il est naturel d'expliquer la divergence signalée plus haut par le rôle de plus en plus grand joué par les chocs non élastiques suivis de l'excitation de l'atome.

On conçoit facilement que les chocs inélastiques ont pour effet d'augmenter la vitesse de transit. En effet, l'électron qui a subi un tel choc ne rebondit pas en arrière, sa vitesse se trouvant pratiquement annulée. Il en résulte que son trajet se rapproche beaucoup plus d'une ligne droite ayant la direction du champ que dans le cas des chocs élastiques.

On peut se rendre compte quantitativement de l'influence des chocs non élastiques sur la vitesse de transit. Si on écrit à nouveau la condition d'équilibre entre le gain moyen d'énergie d'un électron entre deux chocs et la perte moyenne à chaque choc mise sous la forme $f \cdot \bar{E}_i$ (sans expliciter le coefficient f comme nous l'avons fait par la relation (9.17) dans le cas des chocs élastiques), on arrive à l'expression suivante de la vitesse de transit, en négligeant l'énergie des atomes du gaz :

$$(10\ 8) \quad u = 0,50 \left(\frac{2eE\lambda}{m} \right)^{1/2} f^{1/4}.$$

On voit que u est proportionnel à $f^{1/4}$. Les chocs non élastiques, en augmentant considérablement f , provoquent donc bien un accroissement anormal de la vitesse de transit. K. T. Compton ⁽¹⁾ a donné une expression de cette vitesse dans le cas limite des chocs parfaitement inélastiques :

$$(10\ 9) \quad u = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{eE\lambda}{m} \right)^{1/2}.$$

En comparant cette relation à la formule :

$$(9.24) \quad u = 0,638 \left(\frac{2eE\lambda}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{m}{M} \right)^{1/4}$$

on voit aisément que, pour une même valeur de E/p , la première donne des valeurs de u considérablement plus grandes.

Si nous examinons maintenant le cas de l'azote (fig. 27 et 28), nous constatons que la courbe N s'écarte beaucoup de la courbe expérimentale. La simple considération des variations du libre parcours moyen avec l'énergie des électrons ne suffit donc pas ici à rendre compte des résultats observés. Il faut en conclure que les chocs inélastiques jouent un rôle prépondérant pour des valeurs de E/p beaucoup plus petites que dans le cas de l'argon. En effet, Townsend indique que, pour $E/p = 0,25$, l'énergie moyenne des électrons libres dans l'azote atteint la valeur 0,29 volt qui est l'énergie du premier niveau de vibration de la molécule d'azote. L'excitation de ce niveau par les chocs électroniques explique que la courbe expérimentale croît rapidement pour des valeurs relativement faibles de E/p .

(1) K. T. COMPTON. *Phys. Rev.*, **22** (1923), 346.

Influence des chocs inélastiques. — Il faut, pour tenir compte des chocs inélastiques, utiliser la loi de distribution des vitesses données par la relation :

$$(9.47) \quad f_0 = j \cdot \frac{3m^2}{8\pi e E} F_0 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_1} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon \varepsilon_0 F_0}$$

avec :

$$(9.46) \quad F_0 = e^{-2u} \int_0^{\varepsilon} \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\varepsilon_0^2}$$

La constante d'intégration ε_1 a une signification physique simple. En effet le nombre d'électrons ayant des vitesses comprises entre v et $v + dv$ est proportionnel à $f_0 v^2 dv$. La courbe représentant la loi de distribution s'obtiendra donc en portant en abscisse v ou $\sqrt{\varepsilon}$ et en ordonnée $f_0 v^2$ ou $f_0 \varepsilon$.

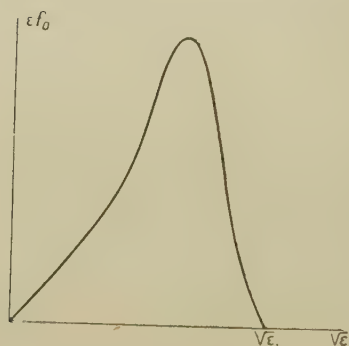


FIG. 29.

Une telle courbe est tracée sur la figure 29. Elle coupe l'axe des abscisses au point d'abscisse $\sqrt{\varepsilon_1}$. ε_1 apparaît comme une limite supérieure de l'énergie des électrons. Naturellement, la loi de distribution de la forme (9.47) n'est plus correcte au voisinage de $\varepsilon = \varepsilon_1$. Elle doit vraisemblablement convenir jusqu'au premier potentiel de résonance, à partir duquel il faudrait la remplacer par une autre fonction tenant compte de la section spécifique de choc pour des chocs inélastiques aux énergies supérieures au potentiel de résonance. Comme une telle

fonction est inconnue, l'hypothèse la plus naturelle est de conserver la distribution précédente jusqu'au point où elle coupe l'axe des abscisses et de considérer ε_1 comme un paramètre auquel on donnera une valeur convenable, choisie toutefois entre le premier potentiel de résonance et le potentiel d'ionisation.

Si on a construit la courbe des variations de $1/\lambda_1^2$ en fonction de l'énergie ε des électrons, et si on en a déduit la courbe des variations de $\int_0^{\varepsilon} \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\lambda_1^2}$ on pourra calculer, pour une valeur déterminée de E/ρ la loi de variation de la fonction F_0 . En se fixant alors une valeur de ε_1 , on construira la courbe des variations de f_0 . La constante inconnue j qui figure dans l'expression de f_0 sera déterminée par la condition que le nombre total d'électrons contenus dans l'unité de volume a une valeur bien déterminée n . Une dernière intégration graphique donnera la valeur de la vitesse de transit u (Cf. la relation (9.38)).

H. W. Allen a effectué toutes ces opérations dans le cas de l'argon ⁽¹⁾,

(1) H. W. ALLEN. *Phys. Rev.*, **52** (1937), 707.

pour vérifier les résultats expérimentaux de Nielsen. Elle a pris comme valeur de ε_1 le potentiel de résonance lui-même (11,57 volts), et opéré pour des valeurs de E/p allant jusqu'à 3,6. J'ai prolongé la courbe tracée par elle jusqu'à $E/p=5$, en conservant la même valeur pour ε_1 . L'ensemble de ces résultats est représenté par la courbe en pointillé marquée A sur la figure 25. On voit que l'accord avec la courbe expérimentale est très bon jusqu'à $E/p=4$ où l'écart relatif atteint environ 10 o/o. L'hypothèse faite sur la forme de la loi de distribution permet donc de rendre compte de façon satisfaisante des phénomènes observés dans un large domaine de variation du rapport E/p .

Dans le cas de l'azote, je n'ai pas réussi à interpréter les résultats en admettant une loi de distribution des vitesses de la forme (9.47). Sans doute, les hypothèses faites plus haut ne sont-elles plus légitimes. Par contre, une hypothèse beaucoup plus simple donne avec l'expérience un accord très satisfaisant.

Si on reprend le calcul fait au chapitre IX dans le cas des chocs élastiques et d'une répartition maxwélienne des vitesses sans expliciter le coefficient f de perte d'énergie par choc, on est conduit pour la vitesse de transit à l'expression (10.8) ci-dessus. En calculant de la même façon l'énergie moyenne des électrons, on trouve :

$$(10.10) \quad \bar{\varepsilon} = 0,94 \cdot \frac{e \cdot E \cdot \lambda}{\sqrt{2} f}.$$

Supposons maintenant que f , au lieu de rester constant, augmente par suite des chocs inélastiques avec l'énergie moyenne des électrons. L'hypothèse la plus simple consiste à admettre que f croît proportionnellement à $\bar{\varepsilon}$ dans la région des chocs inélastiques. En remplaçant f par $k \bar{\varepsilon}$ dans les relations (10.8) et (10.10) et en éliminant $\bar{\varepsilon}$ entre ces deux relations, on aboutit à l'expression suivante pour u :

$$(10.11) \quad u = K \left(\frac{E \lambda_1}{p} \right)^{2/3}$$

où K est une constante.

Si on considère λ_1 comme constant, ce qui est admissible pour l'azote, on voit que u , au lieu de croître proportionnellement à la puissance $1/2$ du rapport E/p comme c'est le cas pour f constant, croît proportionnellement à la puissance $2/3$ de cette variable.

Sur les figures 27 et 28 ont été tracées les courbes d'équation (10.11) passant par le point expérimental correspondant à $E/p=1$. Ces courbes sont en pointillé et marquées I. On voit qu'elles coïncident de façon tout à fait remarquable avec les courbes expérimentales à partir de $E/p=0,4$. Pour $E/p=0,25$, l'écart relatif n'est encore que de 13 o/o.

En résumé, en ce qui concerne l'argon, la théorie de Morse, Allis et Lamar, compte tenu de l'influence des chocs inélastiques, permet d'interpréter de façon très satisfaisante les résultats expérimentaux, en utilisant

les valeurs du libre parcours moyen données par Normand. Pour les valeurs de E/p inférieures à 0,1 où cette théorie n'est plus suffisante, la formule (9.19) qui tient compte de l'énergie des atomes du gaz s'applique convenablement. S'il en est de même pour l'azote jusqu'à des valeurs de E/p voisines de l'unité, par contre la théorie de Morse, Allis et Lamar ne s'applique pas du tout à ce dernier gaz. Ceci est certainement dû au fait que les chocs inélastiques jouent un rôle prépondérant, même pour des valeurs relativement faibles de E/p . Il en résulte que l'énergie moyenne des électrons n'atteint pas les valeurs auxquelles correspondent les mesures de Normand et que celles-ci sont ici inutilisables. L'hypothèse très simple d'un coefficient de perte d'énergie par choc proportionnel à l'énergie moyenne des électrons s'accorde de façon excellente avec les résultats de l'expérience. Il s'agit évidemment là d'une explication purement formelle. Elle met cependant bien en évidence le rôle essentiel des chocs inélastiques.

III

MESURE DE L’AFFINITÉ DES MOLÉCULES GAZEUSES POUR LES ÉLECTRONS

CHAPITRE XI

PROBABILITÉ DE FIXATION DES ÉLECTRONS SUR LES MOLÉCULES D’UN GAZ

Le dispositif que j’ai utilisé pour mesurer la mobilité des électrons dans les gaz s’applique, sans aucune modification, à la détermination de l’affinité des gaz pour les électrons. Dans la plupart des gaz, les électrons ne restent pas à l’état libre mais forment avec les molécules des ions négatifs stables. Toutefois, une fraction seulement des chocs entre électron et molécule s’accompagne de la fixation de l’électron. Cette fraction est de l’ordre de 10^{-3} à 10^{-8} ; elle dépend, pour un gaz donné, de l’énergie cinétique moyenne des électrons.

J. J. Thomson ⁽¹⁾ a donné le premier une expression de la vitesse de disparition des électrons libres se déplaçant dans un gaz en supposant que chaque fixation nécessite, en moyenne, un nombre constant n de chocs. La loi de décroissance exponentielle du nombre des électrons qu’on déduit de cette hypothèse est en accord avec l’expérience. Toutefois, les déterminations expérimentales de n ou de son inverse h qui est la probabilité de fixation d’un électron par un choc présentent de grandes difficultés et les résultats de nombreux expérimentateurs ⁽²⁾ ne présentent pas un accord satisfaisant. La méthode la plus directe utilisée jusqu’à présent est celle de Cravath ⁽³⁾ reprise par Bradbury ⁽⁴⁾. L’appareil utilisé est identique à celui de Bradbury et Nielsen décrit plus haut à propos des mesures de

⁽¹⁾ J. J. THOMSON. *Phil. Mag.*, **30** (1915), 321.

⁽²⁾ V. A. BAILEY. *Phil. Mag.*, **50** (1925), 825; L. B. LOEB. *Phys. Rev.*, **17** (1921), 89; H. B. WAHLIN. *Phys. Rev.*, **19** (1922), 173.

⁽³⁾ A. M. CRAVATH. *Phys. Rev.*, **33** (1929), 605.

⁽⁴⁾ N. E. BRADBURY. *Phys. Rev.*, **44** (1933), 883.

mobilité. Les électrons entraînés par un champ électrique uniforme traversent successivement deux grilles qui sont les sièges de champs électriques transversaux haute fréquence. Ces grilles interceptent les électrons, tandis que les ions négatifs, en raison de leur inertie beaucoup plus grande, les traversent sans être arrêtés. Les grilles jouent en somme le rôle de filtres à ions. En mesurant les courants recueillis par l'anode d'abord en l'absence de tout champ transversal, puis en appliquant ce champ successivement à l'une et à l'autre des deux grilles, on peut calculer la valeur de la probabilité de fixation h .

Les mesures que j'ai effectuées ont porté sur l'oxygène, qui avait déjà fait l'objet des travaux de Cravath et Bradbury. La grande affinité de ce gaz pour les électrons oblige à l'employer sous une pression très faible, n'excédant pas quelques millimètres de mercure. Il m'était, dans ces conditions, impossible d'opérer sur l'oxygène pur, car l'absorption des rayons X eut été insuffisante. J'ai donc utilisé des mélanges d'argon et d'oxygène aussi bien purifiés que possible. Dans toutes mes expériences, la pression partielle de l'oxygène n'était qu'une fraction très faible de la pression totale (n'excédant jamais 2 o/o).

THÉORIE DE L'EXPÉRIENCE. — Considérons un nombre N_0 d'électrons entraînés par un champ uniforme d'intensité E dans le sens de l'axe des x . Pour franchir la distance dx , il leur faut en moyenne un temps égal à dx/u , u désignant la vitesse de transit. Pendant ce temps chaque électron effectue un certain trajet en zigzag dont la longueur moyenne est $dx \cdot c/u$, si on appelle c la vitesse moyenne.

Le long de ce trajet, l'électron subit $\frac{cdx}{u\lambda}$ chocs contre des molécules gazeuses. On voit facilement que la fraction de ces chocs qui s'effectuent contre des atomes d'oxygène est égale à :

$$(11.1) \quad \alpha = \frac{p_2/\lambda_2}{p_1/\lambda_1 + p_2/\lambda_2}.$$

p_1 et p_2 représentent respectivement les pressions partielles de l'argon et de l'oxygène, λ_1 et λ_2 les libres parcours moyens des électrons dans ces deux gaz pris à la même pression.

En appelant h la probabilité de fixation sur une molécule d'oxygène, le nombre d'électrons fixés pendant le trajet dx est égal à :

$$(11.2) \quad -dN = \frac{N \cdot c \cdot \alpha h}{\lambda u} dx,$$

ou, en introduisant le temps de transit $dt = dx/u$:

$$(11.3) \quad -dN = N \frac{c\alpha h}{\lambda} \cdot dt.$$

Au temps t , le nombre d'électrons sera réduit à la valeur :

$$(11.4) \quad N = N_0 e^{-\frac{c\alpha h}{\lambda} t} = N_0 e^{-kt},$$

le coefficient h est déterminé expérimentalement. On en déduit immédiatement h :

$$(11.5) \quad h = \frac{k\lambda}{c\alpha}.$$

Cette expression renferme le libre parcours moyen et la vitesse moyenne des électrons qu'il n'est pas possible de déterminer expérimentalement avec le même appareil. Il est donc préférable d'introduire la vitesse de transit par la relation établie plus haut :

$$(9.15) \quad u = 0,815 \frac{eE\lambda}{mC}$$

dans laquelle on a supposé négligeable l'énergie cinétique des molécules gazeuses.

Si on tient compte de la relation classique entre la vitesse moyenne et la vitesse quadratique moyenne :

$$(11.6) \quad c = 0,921 \ C$$

on peut éliminer c entre les relations (11.5) et (9.15) et écrire :

$$(11.7) \quad h = \frac{k}{0,75\alpha} \cdot \frac{m}{e} \cdot \frac{u}{E}.$$

On voit que le libre parcours moyen a disparu de l'expression de h .

On peut encore simplifier cette expression en remarquant que le rapport λ_1/λ_2 est égal à 0,996. Nous commettrons sur α et par suite sur h une erreur relative inférieure à 1/200, donc négligeable, en confondant λ_1/λ_2 avec l'unité. En désignant par p la pression totale, on aura ainsi :

$$(11.8) \quad h = \frac{k}{0,75} \cdot \frac{1}{p_2} \cdot \frac{m}{e} \cdot u \cdot \frac{p}{E}.$$

En évaluant les pressions en millimètres de mercure et l'intensité du champ électrique en volts, et en remplaçant e/m par sa valeur numérique, on arrive finalement à la relation :

$$(11.9) \quad h = 0,754 \cdot 10^{-15} \cdot \frac{k}{p_2} \cdot \frac{u}{E/p}.$$

ETUDE DU COURANT DANS LE CIRCUIT DE LA CHAMBRE. — On peut reprendre le calcul fait à la page 36 en tenant compte, cette fois, de la disparition progressive des électrons et de leur remplacement par des ions négatifs dont je désignerai la vitesse de transit par v'_- (cette vitesse étant du même ordre de grandeur que v_+). Les notations sont les mêmes qu'à la page 36 (cf. fig. 11).

On écrit que la différence de potentiel $V_0 - R.I$ entre les électrodes de la chambre est égale à la circulation du champ électrique total. Pour évaluer celle-ci, il faut tenir compte :

1° des charges $+Q$ et $-Q$ portées par les électrodes auxquelles correspond dans l'expression de la circulation un terme égal à :

$$(11.10) \quad Q/C;$$

2° des ions positifs auxquels correspond le terme :

$$(11.11) \quad \frac{2\pi q}{S} [e - 2l - 2v_{(+)}t];$$

3° des électrons dont la contribution à l'instant t s'écrit :

$$(11.12) \quad \frac{2\pi q}{S} e^{-kt} [2l - 2v_{(-)}t - e];$$

4° enfin, des ions négatifs, qui interviennent par le terme :

$$(11.13) \quad \frac{2\pi kq}{S} \int_0^t e^{-kt_1} \{ 2l - e - 2[v_{(-)}t_1 + v'_{(-)}(l - t_1)] \} dt_1.$$

Si on dérive par rapport à t les deux membres de l'équation obtenue en égalant la somme de ces quatre termes à $V_0 - R.I$, et si on tient compte de ce que I est égal à $\frac{dQ}{dt}$, on obtient finalement l'équation différentielle :

$$(11.14) \quad R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = \frac{4\pi q}{S} (v_{+} + v'_{-}) + \frac{4\pi q}{S} e^{-kt} (v_{-} - v'_{-}).$$

On voit très facilement, qu'en négligeant v_{+} et v'_{-} devant v_{-} (ce qui est tout à fait légitime) le courant prend (avec la constante de temps $R.C$ qui est de l'ordre de 10^{-7} sec.) une valeur égale, comme dans le cas de l'argon pur, au produit par $\frac{v_{-}}{e}$ de la charge totale transportée par les électrons. La différence essentielle réside dans le fait qu'ici cette charge décroît exponentiellement en fonction du temps. On a en définitive :

$$(11.15) \quad I = \frac{q}{e} v_{-} e^{-kt}.$$

Cette expression n'est évidemment valable que jusqu'au moment où les électrons restants atteignent l'anode. Le courant tombe alors pratiquement à 0.

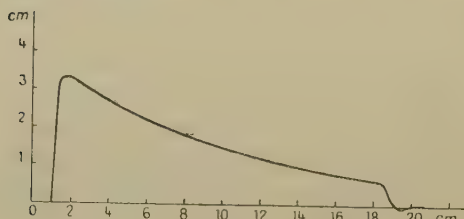


FIG. 30

La figure 30 reproduit l'allure d'une courbe expérimentale relevée sur l'écran de l'oscillographe. L'échelle est la même que pour la figure 10. Les conditions de champ électrique et de

pression, ainsi que la longueur du trajet des électrons et la vitesse de balayage sont les mêmes que pour la courbe III de la figure 10.

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Le principe de la détermination de la probabilité de fixation h consiste à tracer la courbe $I = f(t)$ précédente, à calculer d'après cette courbe la valeur de k et à en déduire celle de h par application de la relation (11.9). Ce calcul nécessite la connaissance de la vitesse de transit des électrons dans le mélange gazeux. Cette vitesse se détermine exactement comme dans le cas des gaz purs. D'ailleurs, en raison de la faible proportion d'oxygène, ces mesures de vitesse de transit m'ont toujours donné des résultats très voisins de ceux correspondant à l'argon pur dans les mêmes conditions.

On opère comme pour la détermination des mobilités en envoyant des impulsions périodiques de rayons X ionisants dans une chambre scellée contenant le mélange gazeux et en examinant à l'oscillographe cathodique, après amplification, le courant dans le circuit de la chambre. Grâce au dispositif décrit plus haut, il est possible de repérer les abscisses d'un certain nombre de points de cette courbe ayant des ordonnées bien déterminées. On trace alors la courbe sur un graphique en convertissant les abscisses en temps.

DISCUSSION DES RÉSULTATS. — Cette méthode présente les avantages suivants :

1^o Elle est tout à fait directe.

2^o Elle ne suppose pas *a priori* une loi de décroissance exponentielle du nombre des électrons mais permet une vérification directe de cette hypothèse. L'expérience montre, en effet, que les points expérimentaux se placent sur une courbe exponentielle avec des écarts n'excédant pas quelques pour cent.

3^o Elle permet la détermination simultanée de la constante k et de la vitesse de transit nécessaire au calcul de la constante h .

4^o Elle est assez précise. Les différentes valeurs de k qu'on peut calculer en associant deux à deux de différentes façons les points relevés sur une même courbe présentent des écarts relatifs n'excédant pas 5 o/o et leur valeur moyenne est certainement exacte à moins de 3 o/o près. Comme on peut faire une erreur du même ordre sur u , on voit qu'on pourrait considérer h comme connu à 6 o/o près. Toutefois, il faut remarquer que la relation (11.9) a été déduite de la formule (9.15) qui n'est qu'approchée. Il en résulte sur la valeur de h une incertitude difficile à évaluer.

L'expérience prouve que la probabilité de fixation h est uniquement fonction de l'énergie cinétique moyenne des électrons. Pour pouvoir comparer mes résultats avec ceux de Cravath et de Bradbury qui opéraient sur de l'oxygène pur, j'ai pris comme variable l'énergie cinétique moyenne des électrons. Cette grandeur se déduit du rapport E/p en utilisant, soit les résultats expérimentaux de Townsend (¹), soit la courbe théorique de

(¹) TOWNSEND. *Phil. Mag.*, 44 (1922), 1033.

H. W. Allen ⁽¹⁾, les deux méthodes donnant des résultats tout à fait concordants.

Le tableau ci-dessous donne un certain nombre de mes résultats. J'ai porté dans la première colonne les valeurs du rapport E/p de l'intensité du champ électrique à la pression totale, dans la seconde colonne celles de l'énergie moyenne, dans la troisième colonne les valeurs mesurées de la probabilité de fixation h .

E/p	$\bar{\varepsilon}$ (électrons-volts)	$h \cdot 10^6$	E/p	$\bar{\varepsilon}$ (électrons-volts)	$h \cdot 10^6$
0,0125	0,206	294	0,115	1,78	180
0,0170	0,28	218	0,130	1,95	244
0,024	0,396	110	0,138	2,08	256
0,034	0,545	70	0,145	2,18	242
0,052	0,83	42	0,165	2,40	200
0,060	0,96	40	0,180	2,61	161
0,075	1,20	38	0,21	2,94	104
0,084	1,34	40	0,225	3,16	72
0,096	1,54	62	0,240	3,36	52
0,107	1,71	130	0,290	4,0	14

La courbe marquée H de la figure 31 représente l'ensemble de mes résultats. J'ai porté en abscisses les valeurs de l'énergie cinétique moyenne $\bar{\varepsilon}$

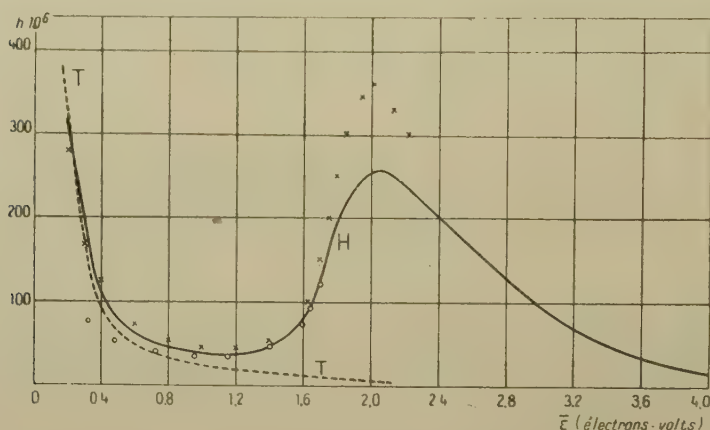


FIG. 31.

des électrons (en électrons-volts), en ordonnées les valeurs de la probabilité de fixation h multipliées par 10^6 . Sur la même figure, j'ai reporté un certain nombre de points expérimentaux de A. M. Cravath ⁽²⁾ (marqués

⁽¹⁾ H. W. ALLEN. *Phys. Rev.*, **52** (1937), 707.

⁽²⁾ A. M. CRAVATH. *Phys. Rev.*, **33** (1929), 605.

d'un petit cercle) et de N. E. Bradbury ⁽¹⁾ (marqués d'une croix). On voit que mes résultats et ceux de Bradbury sont en bon accord jusqu'à $\bar{\varepsilon} = 1,7$ environ. Les deux courbes présentent ensuite un maximum au voisinage de $\bar{\varepsilon} = 2$, celui de Bradbury étant nettement plus accentué. Les résultats de Bradbury s'arrêtent à $\bar{\varepsilon} = 2,2$. Quant à ceux de Cravath, ils concordent avec les miens entre $\bar{\varepsilon} = 0,8$ environ et $\bar{\varepsilon} = 1,7$, valeur de l'énergie moyenne que Cravath n'a pas dépassée. Au-dessous de $\bar{\varepsilon} = 0,8$, ses résultats sont systématiquement inférieurs à ceux de Bradbury et aux miens.

En résumé, les trois courbes concordent bien pour des valeurs de l'énergie moyenne des électrons comprises entre 0,5 volt et 1,7 volt. Toutes trois présentent un minimum assez aplati au voisinage de $\bar{\varepsilon} = 1,1$.

F. Bloch et N. E. Bradbury ⁽²⁾ ont tenté d'étudier théoriquement l'allure des variations de h en fonction de l'énergie moyenne des électrons, en analysant le mécanisme de la capture d'un électron par une molécule.

Ils se placent dans le cas (qui est celui de l'oxygène) où la fixation de l'électron ne s'accompagne pas d'une dissociation de la molécule. Ils admettent que cette fixation consiste dans le passage de l'électron de l'état libre à un état lié à la molécule avec excitation simultanée de certains niveaux de vibration de celle-ci. Ils calculent la probabilité de telles transitions et aboutissent, moyennant diverses hypothèses simplificatrices, à une expression de la forme suivante pour la probabilité de fixation h :

$$(11.16) \quad h = \frac{\alpha e^{-b(\frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon^2})}}{\varepsilon^2}$$

dans laquelle $\bar{\varepsilon}$ représente l'énergie moyenne des électrons. α , b et ε_0 des constantes.

J'ai reproduit en pointillé sur la figure 31, la courbe théorique de Bloch et Bradbury. On voit qu'elle donne bien l'allure des phénomènes pour des valeurs de $\bar{\varepsilon}$ allant jusqu'à 1,2 environ, la pente de la courbe théorique étant toutefois plus grande en valeur absolue que celle de la courbe expérimentale. D'autre part, la courbe théorique présente, pour les petites valeurs de $\bar{\varepsilon}$ un maximum et passe finalement par l'origine. Il n'existe pas de points expérimentaux correspondants à cette région.

La théorie de Bloch et Bradbury ne rend pas compte du minimum présenté par les courbes expérimentales au voisinage de 1,2 volt ainsi que du maximum observé par Bradbury et moi-même pour $\bar{\varepsilon} = 2$ environ.

Bradbury interprète qualitativement ce phénomène en remarquant que la courbe cesse de décroître pour une valeur de l'énergie moyenne des électrons voisine de 1,6 volt qui est précisément l'énergie d'excitation minimum de la molécule d'oxygène. Il en conclut qu'à partir de ces valeurs de l'énergie, les chocs des électrons contre les molécules d'oxygène

⁽¹⁾ N. E. BRADBURY. *Phys. Rev.*, **44** (1933), 883.

⁽²⁾ F. BLOCH et N. E. BRADBURY. *Phys. Rev.*, **48** (1935), 689.

commencent à devenir inélastiques, même lorsqu'ils ne sont pas suivis de la fixation de l'électron. Les électrons qui subissent de tels chocs voient leur vitesse réduite pratiquement à zéro ; il leur faut donc récupérer leur énergie cinétique limite. Au début de ce processus, leur probabilité de fixation est celle d'électrons de très faible énergie ; elle est par suite très grande. Ceci expliquerait l'augmentation de h pour des valeurs de l'énergie moyenne supérieure à 1,6 volt.

Pour expliquer l'existence d'un maximum et le fait que la courbe finit par décroître, on peut dire que les électrons qui subissent un choc inélastique contre une molécule d'oxygène suivi de l'excitation de celle-ci perdent une quantité d'énergie bien déterminée. Leur énergie résiduelle augmente donc avec ε et par suite leur probabilité de fixation diminue. L'augmentation de ε a en définitive deux effets contraires sur la variation de h . D'une part, en augmentant la proportion des chocs suivis d'excitation, elle fait croître la proportion d'électrons ramenés dans la région des faibles énergies donc des grandes affinités. D'autre part, en augmentant l'énergie résiduelle de ces électrons, elle diminue leur affinité après le choc. On conçoit que ces deux effets puissent donner lieu aux phénomènes observés.

CONCLUSION

I. — J'ai étudié théoriquement les conditions de fonctionnement d'un tube à rayons X soumis à des impulsions de tension périodiques. De la durée des impulsions, on déduit la charge maximum admissible au foyer et la tension de crête qui détermine le courant de saturation nécessaire. La fréquence de répétition des impulsions se déduit de la condition de l'égalité des puissances moyennes admissibles en régime continu et en impulsions.

II. — J'ai réalisé un montage à impulsions de tension commandées, soit avec une fréquence fixe, soit avec une fréquence réglable, par un oscillateur à lampes.

III. — J'ai étudié expérimentalement les variations en fonction de la durée des impulsions, de la tension de crête supportée par le tube et donné une interprétation des résultats observés.

IV. — J'ai signalé certaines applications possibles des impulsions de rayons X en radiographie et pour l'enregistrement de diagrammes de diffraction.

V. — J'ai mis au point une méthode de mesure de la mobilité des électrons qui prennent naissance lors de l'ionisation des gaz par les rayons X. Pour les gaz dans lesquels les électrons restent libres, leur vitesse de propagation dans le sens du champ se déduit de l'étude à l'oscillographe cathodique, après amplification, du courant d'ionisation engendré par une impulsion de rayons X. J'ai appliqué cette méthode à l'argon et à l'azote et trouvé des résultats en très bon accord avec ceux de Nielsen dont les expériences semblent les plus directes et les moins sujettes à caution de celles antérieurement réalisées.

VI. — J'ai essayé d'interpréter les résultats en appliquant la théorie de Morse, Allis et Lamar qui ne suppose pas *a priori* une répartition maxwellienne des vitesses électroniques et qui permet de tenir compte des variations de la section spécifique de choc entre électrons et atomes en fonction de l'énergie des électrons. Toutefois, cette théorie ne s'applique plus aux électrons de faible énergie, car elle suppose l'énergie des molécules du gaz négligeable devant celle des électrons. D'autre part, on ne dispose plus, pour les électrons de faible énergie, de valeurs expérimen-

tales directes du libre parcours moyen telles qu'on les détermine dans les expériences sur l'effet Ramsauer. J'ai, dans ce cas, étendu aux électrons, la formule de M. Langevin relative aux mobilités d'ions de dimensions atomiques et établi une expression de la vitesse de transit qui se raccorde de façon très satisfaisante, à la limite, avec la formule de Morse, Allis et Lamar. Si, d'autre part, l'énergie moyenne des électrons dépasse le potentiel d'excitation le plus bas de la molécule, un certain nombre de chocs entre électron et molécule sont suivis de l'excitation de celle-ci et le choc n'est plus élastique. Les chocs inélastiques ont pour effet d'augmenter la valeur moyenne de la fraction de son énergie perdue par un électron à chaque choc, ce qui provoque une augmentation anormale de la mobilité. En faisant certaines hypothèses sur l'influence des chocs inélastiques sur la loi de répartition des vitesses électroniques, Allis et Allen ont étendu la théorie de Morse, Allis et Lamar aux électrons d'énergie moyenne supérieure au premier potentiel d'excitation. J'ai vérifié que l'ensemble de cette théorie rend compte de façon très satisfaisante des résultats expérimentaux relatifs à l'argon.

Dans le cas de l'azote, en raison de la faible valeur du potentiel d'excitation de la molécule sur les niveaux de vibration, les chocs inélastiques jouent un rôle important pour des valeurs relativement faibles de l'énergie des électrons. On ne peut alors utiliser les valeurs expérimentales de la section spécifique de choc et appliquer la théorie de Morse, Allis et Lamar. On interprète cependant convenablement les résultats expérimentaux en faisant l'hypothèse très simple que la fraction de son énergie perdue par un électron à chaque choc croît proportionnellement à cette énergie.

VII. — J'ai étendu la méthode de mesure des mobilités d'électrons à celle de l'affinité de l'oxygène pour les électrons. Si, dans la chambre à ionisation contenant de l'argon, on introduit une petite quantité d'oxygène, le nuage d'électrons produit par une impulsion s'appauvrit au cours de son trajet dans la chambre. Cet appauvrissement se traduit directement sur l'enregistrement oscillographique dont l'examen indique la loi de décroissance du nombre d'électrons et permet de mesurer leur probabilité de fixation. Les résultats que j'ai obtenus par cette méthode directe sont en bon accord avec ceux de Cravath et de Bradbury.

J'ai signalé l'essai d'interprétation théorique de F. Bloch et Bradbury relatif aux variations de la probabilité de fixation en fonction de l'énergie moyenne des électrons. Leur formule rend compte de l'allure des phénomènes observés pour des valeurs moyennes de l'énergie. Quand celle-ci dépasse le premier potentiel d'excitation de la molécule d'oxygène, on peut interpréter les résultats par l'intervention de chocs inélastiques entre électrons et molécules.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les applications du calcul opérationnel

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 21 Juin 1943.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

PAUL MONTEL.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

GILBERT GIDEL.

